ФИЗИКА

Г. Я. Мякишев, А. З. Синяков

ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

УГЛУБЛЁННЫЙ УРОВЕНЬ

11 класс



ДРОФА

ФИЗИКА

Г. Я. Мякишев, А. З. Синяков

УГЛУБЛЁННЫЙ УРОВЕНЬ



ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

Учебник

Рекомендовано
Министерством просвещения
Российской Федерации

8-е издание, стереотипное

Москва
дрофа
2019



ОПТИКА

В этом разделе мы продолжим изучение электромагнитных волн, но только более коротких, чем до сих пор. Такие волны называют светом.

РАЗВИТИЕ ВЗГЛЯДОВ НА ПРИРОДУ СВЕТА

Первые представления древних учёных о том, что такое свет, были весьма наивны. Считалось, что из глаз выходят особые тонкие щупальца и зрительные впечатления возникают при ощупывании ими предметов. Останавливаться подробно на подобных воззрениях сейчас, разумеется, нет нужды. Мы проследим вкратце за развитием научных представлений о том, что такое свет.

Два способа передачи воздействий

От источника света, например лампочки, свет распространяется во все стороны и падает на окружающие предметы, вызывая, в частности, их нагревание. Попадая в глаз, он вызывает зрительное ощущение — мы видим. Можно сказать, что при распространении света происходит передача воздействий от одного тела (источника) к другому (приёмнику).

Вообще же действие одного тела на другое может осуществляться двумя различными способами: либо посредством *переноса вещества* от источника к приёмнику, либо посредством *изменения состояния среды* между телами (без переноса вещества).

Можно, например, заставить зазвенеть колокольчик, находящийся на некотором расстоянии, удачно попав в него шариком. Здесь мы имеем дело с переносом вещества. Но можно поступить иначе: привязать шнур к языку колоколь-

чика и заставить колокольчик звучать, посылая по шнуру волны, раскачивающие его язык. В этом случае переноса вещества не происходит. По шнуру распространяется волна, т. е. изменяется состояние (форма) шнура. Таким образом, действие от одного тела к другому может передаваться посредством волн.

Корпускулярная и волновая теории света

В соответствии с двумя возможными способами передачи действия от источника к приёмнику возникли и начали развиваться две совершенно различные теории о том, что такое свет, какова его природа. Причём возникли они почти одновременно в XVII в. Одна из этих теорий связана с именем Ньютона, а другая — с именем Гюйгенса.

Ньютон придерживался так называемой корпускулярной* теории света, согласно которой свет — это поток частиц, идущих от источника во все стороны (перенос вещества).

Согласно же представлениям Гюйгенса свет — это *волны*, распространяющиеся в особой гипотетической среде — эфире, заполняющем всё пространство и проникающем внутрь всех тел.

Обе теории длительное время существовали параллельно. Ни одна из них не могла одержать решающей победы. Лишь авторитет Ньютона заставлял большинство учёных отдавать предпочтение корпускулярной теории. Известные в то время из опыта законы распространения света более или менее успешно объяснялись обеими теориями.

На основе корпускулярной теории было трудно объяснить, почему световые пучки, пересекаясь в пространстве, никак не действуют друг на друга. Ведь световые частицы должны сталкиваться и рассеиваться.

Волновая же теория это легко объясняла. Волны, например на поверхности воды, свободно проходят друг сквозь друга, не оказывая взаимного влияния.

Однако прямолинейное распространение света, приводящее к образованию за предметами резких теней, трудно объяснить, исходя из волновой теории. По корпускулярной же теории прямолинейное распространение света является просто следствием закона инерции.

Такое неопределённое положение относительно природы света длилось до начала XIX в., когда были открыты явления

---

* От латинского слова korpusculum — «частица».

дифракции света (огибание светом препятствий) и интерференции света (усиление или ослабление света при наложении световых пучков друг на друга). Эти явления присущи исключительно волновому движению. Объяснить их с помощью корпускулярной теории нельзя. Поэтому казалось, что волновая теория одержала окончательную и полную победу.

Такая уверенность особенно окрепла, когда Максвелл во второй половине XIX в. показал, что свет есть частный случай электромагнитных волн. Работами Максвелла были заложены основы электромагнитной теории света.

После экспериментального обнаружения электромагнитных волн Герцем никаких сомнений в том, что **при распространении свет ведёт себя как волна**, не осталось. Нет их и сейчас.

Однако в начале XX в. представления о природе света начали коренным образом изменяться. Неожиданно выяснилось, что отвергнутая корпускулярная теория всё же имеет отношение к действительности.

Оказалось, что **при излучении и поглощении свет ведёт себя подобно потоку частиц**.

Были обнаружены прерывистые, или, как говорят, квантовые, свойства света. Возникла необычная ситуация: явления интерференции и дифракции по-прежнему можно было объяснить, считая свет волной, а явления излучения и поглощения — считая свет потоком частиц. Эти два, казалось бы, несовместимых друг с другом представления о природе света в 30-х гг. XX в. удалось непротиворечивым образом объединить в новой физической теории — квантовой электродинамике.

С течением времени выяснилось, что двойственность свойств присуща не только свету, но и любой другой форме материи.

Глава 1

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

С волновыми и корпускулярными свойствами света мы познакомимся в дальнейшем. Предварительно же рассмотрим законы распространения света, составляющие содержание так называемой геометрической или лучевой оптики.

§ 1.1. СВЕТОВЫЕ ЛУЧИ

Направление распространения любых волн, в том числе и световых, определяется с помощью лучей — линий, перпендикулярных волновым поверхностям и указывающих направление распространения энергии волны.

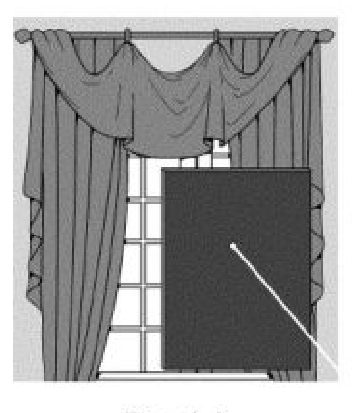


Рис. 1.1

Направление пучка световых лучей можно найти экспериментально. Для этого нужно поставить на пути света непрозрачный экран с небольшим отверстием (рис. 1.1). Тогда в задымлённой комнате мы увидим путь света в виде узкого прямолинейного канала — светового пучка.

Казалось бы, уменьшая отверстие, можно сузить этот пучок до линии и таким образом сколь угодно точно установить направление распространения света. Но в дей-

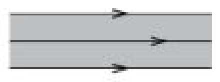


Рис. 1.2

ствительности с уменьшением отверстия пучок сжимается лишь до тех пор, пока диаметр отверстия остаётся значительно большим длины световой волны. Когда же диаметр отверстия по порядку величины оказывается сравнимым с длиной волны, становится заметным расширение пучка за счёт дифракции. Свет огибает края экрана, подобно тому как это происходит с волнами на поверхности воды. Поэтому получить сколь угодно тонкий пучок света, который можно было бы назвать световым лучом, мы не можем.

Под световым лучом понимают не тонкий световой пучок, а линию, указывающую направление распространения световой энергии. Чтобы определить это направление, мы выделяем узкие световые пучки, диаметр которых всё же должен превосходить длину волны. Затем мы заменяем эти пучки линиями, которые являются осями световых пучков (рис. 1.2). Эти линии и изображают световые лучи. Следовательно, говоря об отражении или преломлении световых лучей, мы имеем в виду изменение направления распространения света.

Основная польза от введения понятия светового луча заключается в том, что поведение лучей в пространстве определяется простыми законами — законами геометрической оптики.

Геометрической оптикой называется раздел оптики, в котором изучаются законы распространения света в прозрачных средах на основе представления о световом луче.

Эти законы были установлены экспериментально задолго до выяснения природы света. Но они следуют из волновой теории света как приближение, справедливое, если длина волны много меньше размеров препятствий, которые расположены не очень далеко от места наблюдения.

В этой главе мы познакомимся с законами геометрической оптики и их многочисленными применениями для расчёта оптических приборов: очков, фотоаппаратов, микроскопов и др.

К числу основных законов геометрической оптики относятся:

1) закон прямолинейного распространения света;
2) закон отражения света;
3) закон преломления света;
4) закон независимости световых пучков.

Пересекаясь в пространстве, световые пучки не оказывают никакого воздействия друг на друга. Так, когда вы читаете книгу, свет, идущий из окна и пронизывающий пространство между книгой и глазами, ни в коей мере не мешает вам воспринимать свет, идущий от букв.

? Почему геометрическую оптику называют также лучевой? Что понимают под световым лучом?

§ 1.2. ЗАКОН ПРЯМОЛИНЕЙНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА

В однородной среде, *как показывают наблюдения,* ***свет распространяется прямолинейно***. *Другими словами, в однородной среде световые лучи представляют собой прямые линии**.

Прямолинейность распространения света — опытный факт, установленный ещё в глубокой древности. Так, закон прямолинейного распространения света излагался уже в сочинениях Евклида (300 лет до н. э.), но, вероятно, он был известен ещё раньше.

Прямолинейностью распространения света объясняется образование тени, т. е. области, куда не поступает световая энергия. При малых размерах источника (светящаяся точка) получается резко очерченная тень (рис. 1.3). Если бы свет распространялся не прямолинейно, он мог бы обогнуть препятствие и тени не получилось бы.

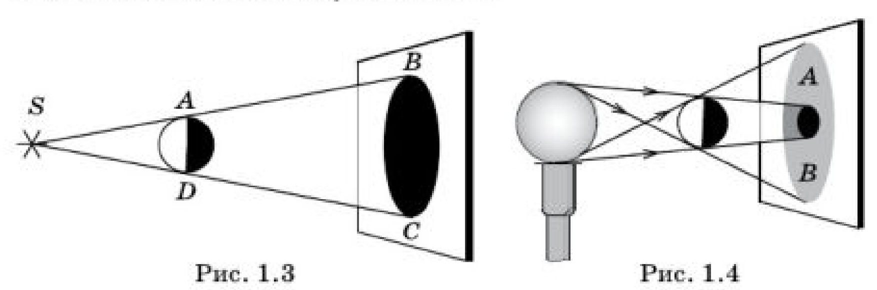


Рис. 1.3

Рис. 1.4

При больших размерах источника создаются нерезкие тени (рис. 1.4). Дело в том, что от каждой точки источника свет распространяется прямолинейно и предмет, освещённый уже двумя светящимися точками, даст две несовпадающие

* Термин *«луч»* в геометрии, как и понятие прямой линии, возник на основании представлений о световых лучах.

тени, наложение которых образует тень неравномерной густоты. Полная тень при протяжённом источнике образуется лишь в тех участках экрана, куда свет не попадает совсем. По краям полной тени располагается более светлая область — полутень. По мере удаления от области полной тени полутень становится всё более и более светлой. Из области полной тени глаз совсем не увидит источника света, а из области полутени он увидит лишь часть его поверхности (рис. 1.5).

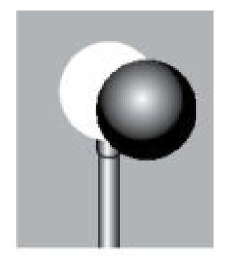


Рис. 1.5

Во многих случаях тень вообще не образуется. Так, в пасмурный день нельзя увидеть тени от столбов, домов и других предметов. При хирургических операциях операционное поле освещают особыми бестеневыми лампами.

Тени и полутени космических масштабов наблюдаются при солнечном и лунном затмениях. На рисунке 1.6 изображена схема затмений Солнца и Луны. Когда Луна занимает положение *1*, происходит солнечное затмение. Если она занимает положение *2*, наблюдается лунное затмение.

Камера-обскура

Любопытное явление происходит при прохождении света через маленькое отверстие. Наблюдать его очень просто. Возьмите листок плотной бумаги с проколотым в нём отверстием и поместите его между электрической лампочкой и столом. Тогда на столе, покрытом белой бумагой, возникнет

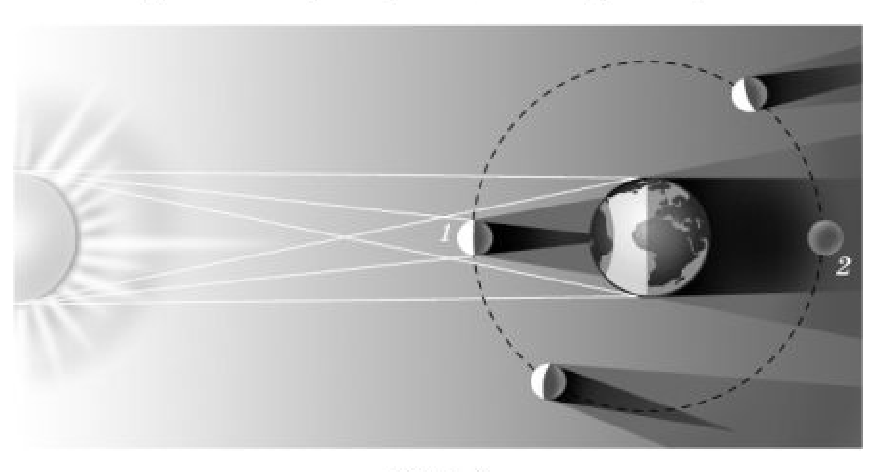


Рис. 1.6

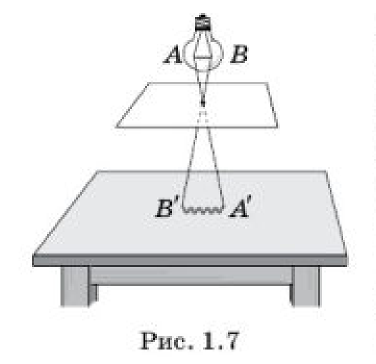


Рис. 1.7

изображение раскалённой нити электрической лампочки. Происходит это вследствие прямолинейного распространения света. От каждой точки нити лампочки через отверстие проходят лучи и дают на столе маленькое светлое пятнышко. Все вместе эти пятнышки сливаются в изображение нити. Изображение получается перевёрнутым (рис. 1.7). Не надо делать отверстие слишком большим, так как тогда от каждой точки светящейся нити через отверстие пройдёт широкий расходящийся пучок и получится пятно в форме отверстия в бумаге.

Образование изображений с помощью отверстия можно наблюдать в яркий солнечный день в густом лесу. Солнечные лучи пронизывают листву и оставляют на земле яркие светлые блики округлой формы. Промежутки между листьями ограничены прямыми краями листьев и имеют угловатую форму. Ясно поэтому, что не они определяют форму бликов. Блики — это изображения Солнца, полученные при прохождении света сквозь отверстия, образованные листвой деревьев.

Закрытый ящик с отверстием для получения изображений на одной из стенок называется камерой-обскурой*.

Камера-обскура является прототипом современных фотоаппаратов. Отверстие в камере играет роль объектива фотоаппарата.

? 1. Как выглядит для наблюдателя солнечное затмение, когда Земля попадает в область полутени Луны?

2. «Комната, в которую вступил Иван Иванович, была совершенно темна, потому что ставни были закрыты, и солнечный луч, проходя в дыру, сделанную в ставне, принял радужный цвет и, ударяясь в противоположную стену, рисовал на ней пёстрый ландшафт из крыш, деревьев и развешенного на дворе платья, всё только в обращённом виде» (*Н. В. Гоголь.* «Повесть о том, как поссорился Иван Иванович с Иваном Никифоровичем»). Объясните происхождение этого явления.

3. Каким образом явление прямолинейного распространения света стало законом?

---

* От латинского слова obscurus — «тёмный».

§ 1.3. ФОТОМЕТРИЯ

Поток излучения

Свет оказывает действие на тела благодаря тому, что он переносит энергию. Согласно электромагнитной теории света Максвелла световая энергия — это энергия электромагнитных волн. Методы измерения световой энергии составляют раздел оптики, называемый фотометрией. С помощью закономерностей, изучаемых в этом разделе, определяются расположение источников света, концентрация света в заданном направлении для создания освещённости, необходимой для нормальной работы, и т. д. Ряд величин характеризует свет с точки зрения переносимой им энергии.

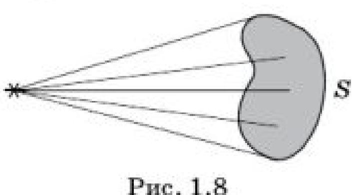


Рис. 1.8

Вы уже знаете, что энергетической характеристикой электромагнитного излучения является *плотность потока излучения.* Величина, определяемая энергией, переносимой светом через некоторую поверхность в единицу времени, представляет собой поток излучения (рис. 1.8).

Если за время Δt через поверхность переносится энергия ΔW, то поток излучения равен

$$\Phi = \frac{\Delta W}{\Delta t}. \qquad (1.3.1)$$

Эта величина выражается в ваттах и представляет собой мощность излучения.

Относительная спектральная световая эффективность

Для восприятия световой энергии особое значение, естественно, имеет глаз. Поэтому нас в первую очередь интересует не полная энергия, переносимая электромагнитными волнами, а лишь та её часть, на которую реагирует наш глаз. Очень длинные электромагнитные волны (радиоволны) и очень короткие (например, рентгеновские лучи) глазом не воспринимаются.

Чувствительность глаза к излучениям различных длин волн характеризуют так называемой относительной спектральной эффективностью $V(\lambda)$. Глаз наиболее чувствителен к жёлто-зелёным лучам ($\lambda_з \approx 0{,}5$ мкм).

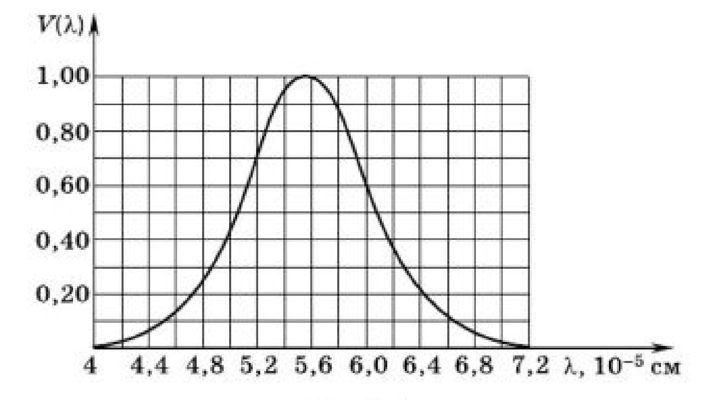


Рис. 1.9

Относительной спектральной световой эффективностью называют отношение мощности излучения на данной длине волны λ к мощности излучения на длине волны $\lambda_з$ при условии, что на глаз эти излучения воспринимаются как одинаково яркие. График относительной спектральной световой эффективности (рис. 1.9) имеет максимум при $\lambda = \lambda_з$.

У разных людей чувствительность глаза к излучениям различных длин волн различна. Но в среднем различия оказываются небольшими, и можно говорить о вполне определённой (усреднённой) кривой относительной спектральной световой эффективности здорового глаза.

Глаз как продукт естественного отбора

Глаз воспринимает электромагнитные излучения в сравнительно небольшом интервале длин волн: от $4 \cdot 10^{-7}$ до $8 \cdot 10^{-7}$ м. Кривая относительной спектральной световой эффективности обрывается на этих длинах волн. Почему же природа сделала наш глаз (равно как и глаза животных) чувствительным к определённому интервалу длин волн?

Полоса видимого излучения расположена между ультрафиолетовыми и инфракрасными (тепловыми) лучами. По краям шкалы электромагнитных волн простираются широкие полосы радиоволн и гамма-лучей, испускаемых атомными ядрами. Все эти волны несут энергию и, казалось бы, могли с тем же успехом делать для нас то, что делает свет. Глаз мог бы быть чувствительным и к ним.

Конечно, сразу же можно сказать, что подходят волны не всех длин. Гамма-лучи и рентгеновские лучи излучаются за-

метно лишь при особых условиях, и вокруг нас их почти нет. Это и хорошо. Они (особенно это относится к гамма-лучам) вызывают лучевую болезнь, и долго наслаждаться картиной в гамма-лучах человечество не могло бы.

Длинные радиоволны были бы крайне неудобны. Они свободно огибают предметы метровых размеров, подобно тому как морские волны огибают прибрежные камни. Мы не могли бы рассматривать предметы, видеть которые чётко нам жизненно необходимо. Дифракция волн привела бы к тому, что мы видели бы мир «как рыба в тине». Но есть ещё инфракрасные волны, способные нагревать тела, но невидимые нами. Они, казалось бы, с успехом могли заменить волны тех длин, которые воспринимаются глазом. Или, наконец, глаз мог бы приспособиться к ультрафиолету.

Получается, что выбор узкой полосы длин волн, которую мы именуем светом, именно на данном участке шкалы совершенно случаен. Ведь Солнце испускает как видимые лучи, так и ультрафиолетовые и инфракрасные.

Нет и нет! Этот выбор далеко не случаен. Прежде всего максимум излучения электромагнитных волн Солнца лежит как раз в жёлто-зелёной области видимого спектра. Но не это всё же главное! Излучение в соседних областях спектра тоже достаточно интенсивно.

Мы живём на дне воздушного океана. Земля окружена атмосферой. Мы её считаем прозрачной или почти прозрачной. И она является таковой в действительности, но только для узкого участка длин волн, который как раз воспринимает наш глаз.

Это первое оптическое «окно» в атмосфере. Озон сильно поглощает ультрафиолетовое излучение. Пары воды значительно ослабляют инфракрасное излучение*. Длинные радиоволны отбрасываются назад верхним слоем атмосферы — ионосферой.

Имеется ещё только одно «радиоокно», прозрачное для длин волн от 0,25 см до 30 м. Но эти волны плохо подходят для глаза, да и интенсивность их в солнечном спектре мала. Потребовался большой скачок в развитии радиотехники, вызванный усовершенствованием радиолокаторов во время Второй мировой войны, прежде чем научились уверенно улавливать эти волны.

---

* Надо отметить, что сам глаз, как нагретое тело, тоже излучает инфракрасные волны. Если бы глаз был к ним чувствителен, то это сильно мешало бы его работе.

Таким образом, в процессе борьбы за существование живые организмы приобрели орган, реагирующий как раз на те излучения, которые были наиболее интенсивны и очень хорошо подходили для своего назначения.

То, что максимум излучения Солнца приходится на середину «оптического окна», следует, вероятно, считать дополнительным подарком природы.

Световой поток

Практически важно знать не просто мощность излучения, регистрируемую соответствующими измерительными приборами, а мощность светового потока, оцениваемую непосредственно нашим глазом. Для оценки световой энергии введена особая физическая величина — *световой поток* (обозначается буквой Ф).

Световым потоком называют отношение протекающей через некоторую поверхность за время Δt световой энергии, оцениваемой по зрительному впечатлению, ко времени Δt. Другими словами, световой поток — это мощность светового излучения, оцениваемая непосредственно нашим глазом.

Как в принципе осуществляется эта оценка? Выбирают некоторый эталонный источник света. Световой поток этого источника сравнивают со световыми потоками всех остальных источников. Сравнение осуществляется с помощью глаза.

Световой поток создаётся источником света и действует на окружающие предметы. Соответственно вводят ещё две световые величины: одну для характеристики источника света — *силу света* источника, а другую для характеристики действия света на поверхность тел — *освещённость*.

§ 1.4. СИЛА СВЕТА

Понятие силы света проще всего ввести для так называемого точечного источника света.

Точечный источник

Источник света считается точечным, если его размеры много меньше расстояний, на которых оценивается его действие. Так, например, расстояния до звёзд настолько превос-

ходят их размеры, что именно звёзды являются лучшей моделью точечного источника, несмотря на то что их размеры огромны. Вводя понятие точечного источника света, мы выделяем лишь существенные для фотометрии свойства реальных источников, отвлекаясь от второстепенных свойств. Точечный источник является идеализацией, как и другие модели, принятые в физике, — материальная точка, абсолютно твёрдое тело, идеальный газ и т. п.

Сила света

Силой света I источника называется отношение светового потока $\Delta\Phi$ к телесному углу $\Delta\Omega$, в котором этот световой поток распространяется от источника:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}. \qquad (1.4.1)$$

Точечный источник света создаёт равномерный по всем направлениям световой поток, поэтому и сила света точечного источника одинакова по всем направлениям; она равна

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}, \qquad (1.4.2)$$

где Φ — полный световой поток источника, т. е. мощность светового излучения, распространяющегося по всем направлениям от источника, оцениваемая по зрительному ощущению.

Для характеристики источника излучения вместо силы света говорят о *силе излучения* источника и выражают её в ваттах на стерадиан.

Единица силы света

В системе единиц световых величин за основную принята *единица силы света*. В СИ эта единица называется канделой* (кд). Дело в том, что проще всего создать эталон именно для силы света, а не для светового потока.

В качестве единицы силы света принята сила света некоторого эталонного источника. В разное время использовались различные эталонные источники: свеча, пламенная

* От латинского слова candela — «свеча».

лампа, электрическая лампа накаливания, поверхность расплавленной платины. В настоящее время принято следующее определение канделы: *кандела равна силе света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой* $5{,}4 \cdot 10^{14}$ Гц ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м), *сила излучения которого в этом направлении составляет* 1/683 Вт/ср.

Все остальные световые единицы, в том числе и единица светового потока, являются производными.

Единица светового потока

За единицу светового потока принимается л ю м е н* (лм). *Люмен — это световой поток, испускаемый точечным источником, сила света которого* 1 кд, *в телесном угле, равном* 1 ср.

Из определения канделы следует, что световой поток в 1 лм соответствует потоку энергии излучения в 1/683 Вт при частоте $5{,}4 \cdot 10^{14}$ Гц.

§ 1.5. ОСВЕЩЁННОСТЬ. ЯРКОСТЬ

Источник света почти всегда освещает поверхности предметов неравномерно. Так, лампа, висящая над столом, лучше всего освещает центр стола. Края стола освещены значительно хуже. И дело здесь не только в том, что сила света электрической лампы различна по различным направлениям. Даже в случае точечного источника на площадку в центре стола придётся бóльшая световая мощность (световой поток), чем на такую же площадку на краю.

Освещённость

Освещённостью E называется отношение светового потока $\Delta\Phi$, падающего на некоторый участок поверхности, к площади ΔS этого участка:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}. \qquad (1.5.1)$$

* От латинского слова lumen — «свет».

Освещённость не зависит от размеров освещаемой поверхности. При равномерном освещении большей площади поверхности соответствует пропорционально больший световой поток, а их отношение остаётся одним и тем же.

Единица освещённости в СИ называется люксом* (лк). Из формулы (1.5.1) следует, что

$$1\ \text{лк} = \frac{1\ \text{лм}}{1\ \text{м}^2}.$$

Люкс равен освещённости поверхности площадью 1 м^2 *при световом потоке падающего на неё излучения, равном* 1 лм.

Закон освещённости

Для фотометрических расчётов важно знать, как зависит освещённость E какой-либо поверхности от её расположения по отношению к падающим лучам, от расстояния R до источника света и от силы света I источника.

Очевидно, что при прочих равных условиях **освещённость прямо пропорциональна силе света источника**. В самом деле, два находящихся рядом одинаковых источника будут посылать в данном направлении в два раза больше световой энергии в единицу времени, чем один источник. Но такие два источника можно заменить одним, сила света которого в два раза больше.

Выяснить зависимость освещённости от расстояния до источника можно, поместив мысленно точечный источник в центр сферы. Площадь поверхности сферы равна $S = 4\pi R^2$, а полный световой поток равен $\Phi = 4\pi I$ [см. формулу (1.4.2)]. Поэтому освещённость выразится так:

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi R^2} = \frac{I}{R^2}. \qquad (1.5.2)$$

В рассмотренном случае лучи падали на поверхность сферы перпендикулярно (нормально).

Следовательно, освещённость поверхности в случае, когда лучи падают на поверхность нормально, прямо пропорцио-

---

*От латинского слова lux — «свет». Как видите, в латинском языке понятие *свет* выражается различными словами: lux, lumen.

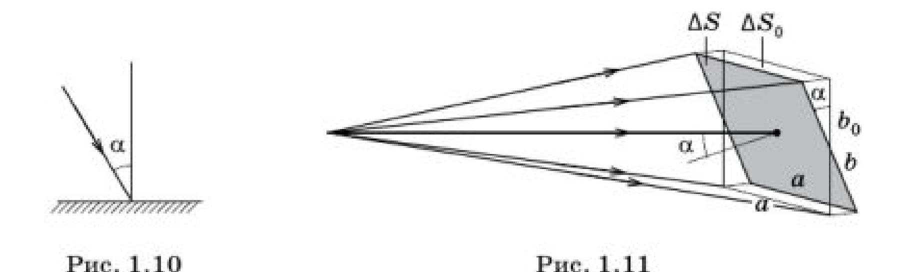


Рис. 1.10 Рис. 1.11

нальна силе света источника и обратно пропорциональна квадрату расстояния его от освещаемой поверхности.

Чаще, однако, лучи падают на освещаемую поверхность не перпендикулярно, а наклонно. Направление падающих на площадку лучей принято характеризовать *углом падения*.

Углом падения луча называют угол между падающим лучом и перпендикуляром, восставленным к поверхности в точке падения луча (рис. 1.10).

Угол падения лучей на поверхность сферы от источника, расположенного в её центре, равен нулю.

Выясним теперь, как изменится освещённость какой-либо площадки, если при том же расстоянии площадки от источника угол падения лучей будет отличен от нуля.

Для этого рассмотрим очень маленький участок на внутренней поверхности той же сферы. Если размеры этого участка значительно меньше радиуса сферы, его можно считать плоским, а лучи, падающие на него, приблизительно параллельными. Пусть площадь участка равна ΔS_0 (рис. 1.11). Рассмотрим другую площадку, на которую от источника падает тот же световой поток, что и на первую. Если вторая площадка составляет с первой угол α, то угол падения на неё лучей из центрального источника также будет равен α. Площадь второй площадки равна ΔS. Как легко видеть из рисунка, обе площадки имеют одинаковую ширину a, но различные длины b и b_0, причём

$$\frac{b_0}{b} = \cos\alpha.$$

Поэтому $\dfrac{\Delta S_0}{\Delta S} = \dfrac{ab_0}{ab} = \cos\alpha.$

При одном и том же световом потоке $\Delta\Phi$ освещённость обеих площадок не будет одинаковой:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}, \; E_0 = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S_0}.$$

Следовательно, $\frac{E}{E_0} = \frac{\Delta S_0}{\Delta S} = \cos\alpha$.

Таким образом, освещённость E наклонной площадки связана с освещённостью E_0 площадки, перпендикулярной лучам, так:

$$E = E_0 \cos\alpha. \qquad (1.5.3)$$

Это значит, что **освещённость поверхности прямо пропорциональна косинусу угла падения лучей.**

Объединив полученные результаты (1.5.2) и (1.5.3), можно получить закон освещённости.

Освещённость поверхности, создаваемая точечным источником, прямо пропорциональна силе света источника, косинусу угла падения лучей и обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника до поверхности:

$$E = \frac{I}{R^2}\cos\alpha. \qquad (1.5.4)$$

Если источников несколько, то общая освещённость равна сумме освещённостей, созданных каждым источником в отдельности.

С целью сохранения нормального зрения людей в нашей стране установлены гигиенические нормы освещённости жилых и служебных помещений, обеспечивающие наилучшие условия работы и быта. Так, освещённость классной доски должна быть равна 150 лк, а освещённость школьной лестницы — 30 лк.

Яркость

Источники света далеко не всегда можно считать точечными. Любой источник света является протяжённым, имеет определённую форму и размер. В том случае, когда протяжённостью источника нельзя пренебречь, вводят новую величину, характеризующую *световое излучение участка поверхности источника в заданном направлении*. Такая величина называется **яркостью**.

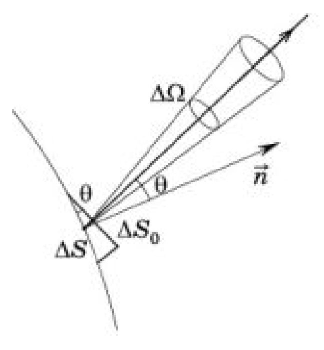


Рис. 1.12

Выделим на поверхности светящегося тела элемент поверхности площадью ΔS (рис. 1.12) и проведём от него световой луч под углом θ к нормали. Если рассматривать площадку ΔS в этом направлении, то её в и д и м а я поверхность будет иметь площадь

$$\Delta S_0 = \Delta S \cos\theta,$$

равную площади проекции излучающей площадки на плоскость, перпендикулярную к направлению наблюдения.

Яркостью L называют отношение светового потока $\Delta\Phi$ с поверхности ΔS в заданном направлении θ внутри телесного угла $\Delta\Omega$ к произведению площади видимой поверхности ΔS_0 на телесный угол $\Delta\Omega$:

$$L = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S \cos\theta \cdot \Delta\Omega}. \qquad (1.5.5)$$

Сила света площадки ΔS согласно определению (1.4.1) равна $I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}$. Поэтому яркость равна отношению силы света элемента поверхности к площади видимой поверхности элемента ΔS_0:

$$L = \frac{I}{\Delta S \cos\theta}. \qquad (1.5.6)$$

Единица яркости в СИ: 1 кд/м^2. *Кандела на квадратный метр равна яркости светящейся поверхности площадью* 1 м^2 *при силе света* 1 кд.

Наш глаз непосредственно реагирует именно на яркость, а не на силу света источника. Освещённости изображений предметов на сетчатке глаза пропорциональны яркостям светящихся предметов. Из-за этого маленькая лампочка кажется нам более яркой, чем большая, и в том случае, когда силы света обеих лампочек одинаковы.

В таблице 1 приведены яркости часто встречающихся светящихся поверхностей.

Таблица 1

Источник света	Яркость, кд/м^2	Источник света	Яркость, кд/м^2
Ночное безлунное небо	$1 \cdot 10^{-4}$	Спираль лампы накаливания	$5 \cdot 10^6$
Полная Луна	$1 \cdot 10^3$	Кратер угольной дуги	$1{,}5 \cdot 10^8$
Пламя стеариновой свечи	$2{,}5 \cdot 10^3$	Солнце	$1{,}5 \cdot 10^9$
Ясное дневное небо	$1{,}5 \cdot 10^4$		

Источники света с яркостью более $1{,}6 \cdot 10^5$ кд/м^2 вызывают в глазу болезненные ощущения.

Понятие яркости можно применить не только к самосветящимся поверхностям, но и к поверхностям, освещённым каким-либо источником света.

§ 1.6. ФОТОМЕТРЫ

Измерения фотометрических величин (силы света, освещённости и др.) делятся на объективные (или физические) и субъективные (или визуальные). В первом случае производится измерение энергии излучения с помощью тех или иных приборов без участия глаза. Во втором случае измерение основывается на сравнении глазом освещённостей двух соприкасающихся плоскостей. В последнее время объективные методы измерения получают всё большее применение.

Люксметры

Для измерения освещённости объективным методом применяют специальные приборы — *люксметры*. Их действие основано на явлении фотоэффекта, о котором будет рассказано в дальнейшем. Под действием света в приборе возникает электрический ток, при этом сила тока прямо пропорциональна освещённости. Приёмное окошко прибора покрывают светофильтром, поглощательная способность которого

обратно пропорциональна световой эффективности глаза (см. § 1.3). В результате чувствительность прибора оказывается близкой к чувствительности глаза. Шкалу прибора можно непосредственно проградуировать в люксах. Приборы, подобные люксметру, предпочтительнее глаза, так как могут работать непрерывно и обладают большой точностью измерений. Действие прибора, которым фотографы пользуются для определения экспозиции при фотографировании, — фотоэкспонометра — основано на измерении освещённости.

Простейший фотометр

Познакомимся с *фотометром* — прибором для измерения силы света источника с помощью визуального сравнения действия на глаз световых потоков от двух различных источников.

Один из простейших фотометров устроен следующим образом. Два источника S_1 и S_2, близких к точечным, освещают белую треугольную призму ABC, помещённую внутри зачернённой трубки (рис. 1.13). Сила света I_1 одного из источников, например S_1, известна, а силу света I_2 источника S_2 надо определить. Освещённости граней призмы AB и BC зависят от сил света источников и расстояний от них до граней. Глаз наблюдателя сравнивает освещённости граней. Перемещая один из источников света или оба источника, добиваются равенства освещённостей обеих граней призмы. После этого измеряют расстояния r_1 и r_2 от источников до призмы. Равенство освещённостей граней приводит согласно формуле (1.5.4) к уравнению

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2} \qquad (1.6.1)$$

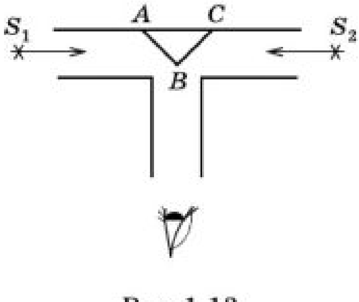


Рис. 1.13

(углы падения лучей на грани одинаковы, и косинусы соответствующих углов сокращаются).

Отсюда сила света I_2 второго источника равна:

$$I_2 = I_1 \frac{r_2^2}{r_1^2}. \qquad (1.6.2)$$

Фотометр имеет тот недостаток, что варьировать расстояния можно только в определённых пределах, и поэтому нельзя добиваться равенства освещённостей, если силы света источников значительно отличаются друг от друга.

§ 1.7. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Мы рассмотрим задачи на прямолинейное распространение света и фотометрию. Решение этих задач не требует особой изобретательности. Необходимо хорошо знать закон прямолинейного распространения света (см. § 1.2), определения световых величин: светового потока (см. § 1.3), силы света (1.4.1), силы света точечного источника (1.4.2), освещённости (1.5.1), яркости (1.5.5). Надо знать закон освещённости (1.5.4).

Задача 1

Матовая электрическая лампочка сферической формы радиусом $r = 3$ см освещает глобус радиусом $R = 13$ см. Определите диаметр D полной тени от глобуса на стене, если расстояние от центра лампочки до центра глобуса $l = 1$ м, а от центра глобуса до стены $2l$.

Решение. Так как свет от лампочки распространяется прямолинейно, то диаметр полной тени от глобуса представляет собой отрезок MN (рис. 1.14), заключённый между внешними касательными к лампочке (круг с центром O_1) и глобусу (круг с центром O_2), перпендикулярный к линии центров O_1O_2.

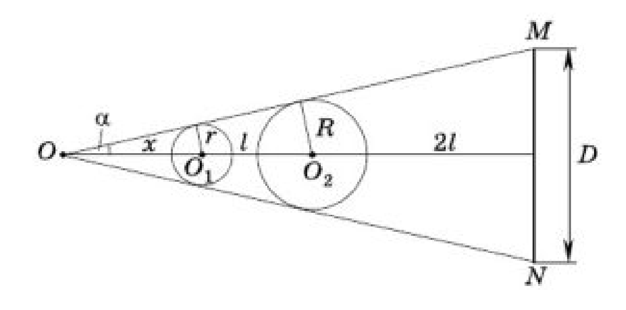


Рис. 1.14

Продолжим касательные к лампочке и глобусу до их пересечения в точке O, которая лежит на прямой O_1O_2. Из образовавшихся прямоугольных треугольников имеем

$$\begin{cases} r = x\sin\alpha, \\ R = (x + l)\sin\alpha, \\ \dfrac{D}{2} = (x + 3l)\operatorname{tg}\alpha, \end{cases} \qquad (1.7.1)$$

где $x = OO_1$. Так как $x + l \gg R$, то угол α мал и $\sin\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha$. Решая систему уравнений (1.7.1), получим

$$D = 2\,(3R - 2r) = 66 \text{ см}.$$

Задача 2

Круглый стол освещается лампой (без абажура), висящей на высоте $h = 1{,}2$ м над серединой стола (рис. 1.15). Диаметр стола $D = 1{,}2$ м. Чему равна освещённость в точке A на краю стола, если полный световой поток лампы $\Phi = 750$ лм?

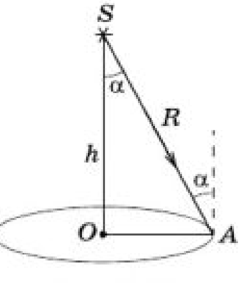


Рис. 1.15

Решение. Освещённость в точке A вычисляется по формуле

$$E = \frac{I}{R^2}\cos\alpha.$$

Лампу без абажура можно принять за точечный источник света. Следовательно, сила света $I = \dfrac{\Phi}{4\pi}$.

Из прямоугольного треугольника SOA найдём:

$$R^2 = h^2 + \frac{D^2}{4},$$

$$\cos\alpha = \frac{h}{R} = \frac{h}{\sqrt{h^2 + \dfrac{D^2}{4}}}.$$

Поэтому

$$E = \frac{\Phi h}{4\pi\left(h^2 + \dfrac{D^2}{4}\right)^{3/2}} \approx 30 \text{ лк}.$$

Задача 3

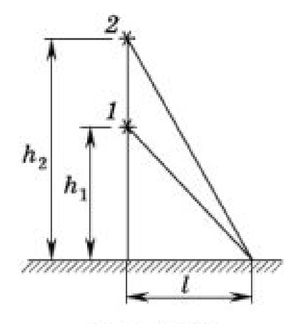


Рис. 1.16

Площадка освещается двумя различными лампами, висящими на мачте одна над другой соответственно на высоте $h_1 = 8$ м и $h_2 = 27$ м (рис. 1.16). На каком расстоянии l от основания мачты находятся точки площадки, освещённость которых не изменится, если поменять лампы местами?

Решение. Суммарная освещённость от обеих ламп в искомых точках, лежащих на окружности радиусом l (см. рис. 1.16), равна:

$$E_1 = \frac{I_1 h_1}{(l^2 + h_1^2)^{3/2}} + \frac{I_2 h_2}{(l^2 + h_2^2)^{3/2}},$$

где I_1 — сила света первой лампы, I_2 — второй.

Если поменять лампы местами, то освещённость в тех же точках

$$E_2 = \frac{I_2 h_1}{(l^2 + h_1^2)^{3/2}} + \frac{I_1 h_2}{(l^2 + h_2^2)^{3/2}}.$$

По условию $E_1 = E_2$. Следовательно,

$$\frac{I_1 h_1}{(l^2 + h_1^2)^{3/2}} + \frac{I_2 h_2}{(l^2 + h_2^2)^{3/2}} = \frac{I_2 h_1}{(l^2 + h_1^2)^{3/2}} + \frac{I_1 h_2}{(l^2 + h_2^2)^{3/2}}.$$

Отсюда после простых преобразований получим

$$l = (h_1 h_2)^{1/3}(h_1^{2/3} + h_2^{2/3})^{1/2} \approx 22 \text{ м}.$$

Упражнение 1

1. Человек стоит возле уличного фонаря. Почему тень от ног на земле резко очерчена, а тень от головы более расплывчата?
2. Человек проходит в стороне от висящего на некоторой высоте фонаря. Будет ли тень от его головы двигаться с постоянной скоростью, если человек идёт прямолинейно и равномерно?
3. Здание, освещённое солнечными лучами, отбрасывает тень длиной $L = 36$ м. Вертикальный шест высотой $h = 2{,}5$ м отбрасывает тень длиной $l = 3$ м. Найдите высоту H здания.

4. Человек, рост которого h = 1,7 м, идёт со скоростью v = 1 м/с по направлению к уличному фонарю. В некоторый момент времени длина тени человека была l_1 = 1,8 м, а через t = 2 с длина тени стала l_2 = 1,3 м. На какой высоте H висит фонарь?

5. Во сколько раз мощность синего излучения (λ = 460 нм) должна быть больше мощности жёлто-зелёного излучения, соответствующего максимальной чувствительности, чтобы зрительное ощущение, даваемое обоими излучениями, было одинаково?

6. Круглый зал диаметром d = 30 м освещается лампой, укреплённой в центре потолка. Найдите высоту h зала, если известно, что наименьшая освещённость стены зала в n = 2 раза больше наименьшей освещённости пола.

7. На высоте H_1 = 2 м над серединой круглого стола диаметром D = 3 м висит лампа, сила света которой I_1 = 100 кд. Её заменили лампой с силой света I_2 = 25 кд, изменив расстояние до стола так, что освещённость середины стола осталась прежней. Как изменится освещённость края стола?

8. На какой высоте следует поместить лампу над центром круглого стола, чтобы на краях стола получить наибольшую освещённость?

9. В верхней точке полого шара помещён точечный источник света (рис. 1.17). Зная, что освещённость в точке A равна E_0, найдите среднюю освещённость внутренней поверхности шара.

10. Комната освещается двумя лампами, размещёнными на высоте h = 3 м от пола, на расстоянии l = 4 м друг от друга. Считая лампы точечными источниками с силой света по I = 200 кд каждая, определите освещённость пола под каждой лампой и посредине между лампами (рис. 1.18).

11. В вершинах равнобедренного прямоугольного треугольника расположены источники света S_1 и S_2, сила света которых одинакова и равна I (рис. 1.19). Как следует расположить маленькую пластинку A, чтобы освещённость её была максимальной? Стороны треугольника $AS_1 = AS_2 = a$.

A

Рис. 1.17

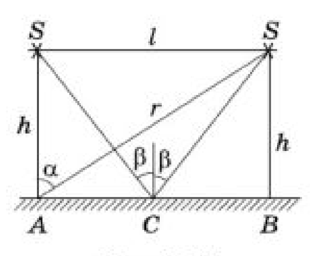


Рис. 1.18

Рис. 1.19

12. Яркость Солнца $L = 10^9$ кд/м², диаметр $d = 1{,}4 \cdot 10^6$ км. Найдите силу света Солнца и освещённость поверхности, расположенной перпендикулярно солнечным лучам. Расстояние от Земли до Солнца принять равным $r = 1{,}5 \cdot 10^8$ км.

13. Две лампы, имеющие силу света $I_1 = 75$ кд и $I_2 = 48$ кд, находятся друг от друга на расстоянии $l = 1{,}8$ м. Где надо поместить между ними экран, чтобы освещённость в ближайших к лампам точках экрана была одинаковой с обеих сторон?

14. Две лампы, сила света которых соответственно равна $I_1 = 25$ кд и $I_2 = 8$ кд, находятся друг от друга на расстоянии $l = 1{,}8$ м. На каком расстоянии от первой лампы (на линии, соединяющей лампы) надо поместить лист бумаги, чтобы освещённость его со стороны первой лампы была вдвое больше, чем со стороны второй лампы?

15. Почему сквозь папиросную бумагу можно прочесть текст только в том случае, если бумагу непосредственно наложить на страницу книги?

---

1. Каким образом появился термин «луч» в геометрии и физике? Ответ представьте в виде ретроспективного анализа.

2. Подготовьте реферат «Первые оптические приборы».

3. Подготовьте реферат «Методы измерения световой энергии».

4. Поясните смысл фразы: «Различные глаза в природе».

5. Поясните смысл фразы: «Глаз как продукт естественного отбора».

6. Подготовьте дискуссию «Коррекция зрения: очки или линзы».

§ 1.8. ПРИНЦИП ФЕРМА И ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

В середине XVII в. французский учёный П. Ферма выдвинул принцип, из которого вытекали все законы геометрической оптики.

Принцип Ферма

Принцип Ферма заключается в следующем: **свет, идущий из одной точки пространства в другую, всегда распространяется по пути, требующему минимального времени***.

Получим законы геометрической оптики так, как это сделал Ферма около 300 лет назад.

Закон прямолинейного распространения света

Расстояние вдоль прямой — кратчайшее расстояние между двумя точками. Скорость света в однородной среде во всех точках одна и та же. Следовательно, меньше всего времени для перехода света из одной точки в другую нужно именно при прямолинейном распространении.

Закон отражения

В книге «Колебания и волны» нашего курса с помощью принципа Гюйгенса был получен закон, которому подчиняются волны при отражении от поверхности раздела двух сред. Этот закон справедлив для волн любой природы, в частности и для световых волн. Согласно закону отражения: **падающий луч, отражённый луч и перпендикуляр к границе раздела двух сред, восставленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости; угол отражения равен углу падения.**

Докажем справедливость закона отражения света с помощью принципа Ферма.

Пусть MN — граница раздела двух сред (рис. 1.20). Луч света выходит из точки A и после отражения от поверхно-

---

* Более строго принцип Ферма формулируется так: свет распространяется тем путём, который требует либо минимального, либо максимального времени. Однако в большинстве случаев справедлива приведённая выше более простая формулировка.

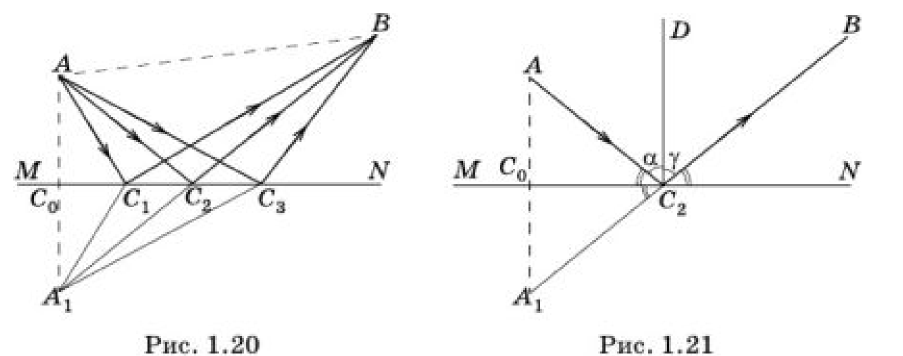


Рис. 1.20 Рис. 1.21

сти попадает в точку B. По какому пути осуществляется переход? Нарисуем несколько возможных путей: AC_1B, AC_2B и AC_3B. Благодаря тому что свет как до, так и после отражения распространяется в однородной среде, минимальному времени соответствует путь минимальной длины. Найдём его. Построим точку A_1, симметричную точке A относительно поверхности MN. Следовательно, $A_1C_0 = AC_0$ и $AA_1 \perp MN$. Соединив точки C_1, C_2 и C_3 с точкой A_1, легко убедиться в том, что $AC_1 = A_1C_1$, $AC_2 = A_1C_2$ и $AC_3 = A_1C_3$. Поэтому, вычисляя путь из точки A в точку B, мы можем заменить отрезок AC_1 отрезком A_1C_1, отрезок AC_2 отрезком A_1C_2 и отрезок AC_3 отрезком A_1C_3. Ясно, что кратчайший путь тот, при котором луч падает на отражающую поверхность в точке C_2, лежащей на прямой A_1B: отрезок прямой A_1B короче любой ломаной, проходящей через точки A_1 и B.

Теперь остаётся показать, что при отражении луча от границы раздела двух сред в точке C_2 выполняется закон отражения, т. е. угол падения α равен углу отражения γ (рис. 1.21). Так как треугольники AC_2C_0 и $A_1C_2C_0$ равны, то $\angle AC_2C_0 = \angle A_1C_2C_0$. С другой стороны, $\angle C_0C_2A_1 = \angle BC_2N$. Следовательно, $\angle AC_2C_0 = \angle BC_2N$, а значит, и

$$\alpha = \gamma. \qquad (1.8.1)$$

Нетрудно сообразить, что если бы лучи AC_2, C_2B и перпендикуляр DC_2 не лежали в одной плоскости, то путь от точки A до границы MN и затем от границы до точки B был бы длиннее.

Таким образом, закон отражения полностью следует из принципа Ферма.

Закон преломления

На границе раздела двух сред с различными скоростями распространения волн происходит не только отражение волн, но и их преломление. Это относится и к свету. На границе раздела двух прозрачных сред свет частично отражается, а частично проникает в другую среду, изменяя при этом направление своего распространения, — преломляется (рис. 1.22).

С помощью принципа Гюйгенса был получен закон преломления волн, справедливый также и для световых волн. Этот закон гласит: **луч падающий, луч преломлённый и перпендикуляр к границе раздела двух сред, восставленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β есть величина постоянная для данных двух сред, не зависящая от угла падения:**

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \text{const}.$$

Величина n была названа **показателем преломления второй среды относительно первой**.

Выведем закон преломления света из принципа Ферма.

Свет из точки A падает на плоскую границу раздела двух сред (рис. 1.23) и преломляется, попадая затем в точку B. Если скорости света в первой (верхней) и второй (нижней) средах различны (для определённости будем считать, что $v_1 > v_2$), то ясно, что путь по прямой AB требует совсем не минимального времени. Время будет меньшим, если свет проходит несколько больший путь в первой среде, где он рас-

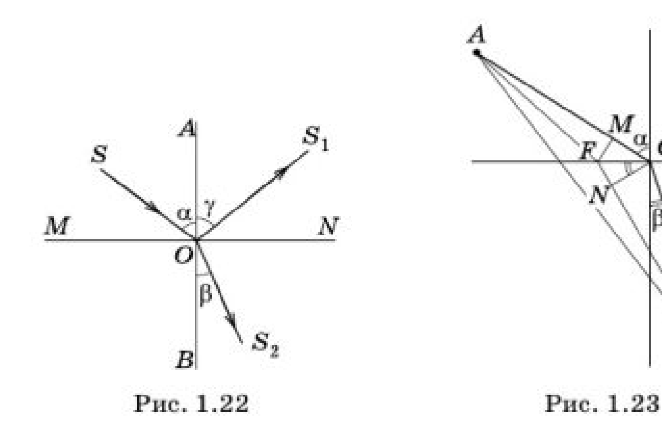


Рис. 1.22 Рис. 1.23

пространяется с большей скоростью, но зато несколько меньший путь во второй среде. Предположим, что свет затрачивает наименьшее время, если его путь проходит через точку C. Тогда любой другой путь левее или правее точки C займёт большее время. Произвольную траекторию луча AFB можно задать с помощью переменной x — расстояния между точкой C и точкой F на границе раздела сред.

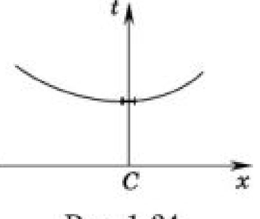


Рис. 1.24

Кривая зависимости времени распространения света от x должна иметь минимум в точке C, т. е. при $x = 0$ (рис. 1.24). Вблизи минимума время очень мало меняется с изменением x. Приближённо при очень малых x это время вообще можно считать постоянным: на очень малом отрезке вблизи $x = 0$ кривую можно заменить маленьким отрезком прямой, параллельной оси x.

Сравним время распространения света на пути ACB и на пути AFB, считая, что $x = FC$ очень мало. Проведём $FM \perp AC$ и $CN \perp FB$ (см. рис. 1.23). На пути ACB свет в первой среде проходит дополнительный путь MC (так как FC очень мало, то $AF \approx AM$). Во второй среде дополнительный путь FN проходит уже луч, распространяющийся по траектории AFB. Так как время распространения света от точки A к точке B при малых значениях x должно быть постоянным, то время прохождения светом пути MC и пути FN должно быть одинаковым, т. е.

$$\frac{MC}{\upsilon_1} = \frac{FN}{\upsilon_2}.$$

Угол CFM равен углу падения α, а угол FCN — углу преломления β (так как x мало, то $\angle NCB \approx 90°$). Поэтому $MC = x\sin\alpha$ и $FN = x\sin\beta$. Подставляя эти выражения в предыдущее равенство, получим

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \text{const}. \tag{1.8.2}$$

Если отношение скоростей распространения света в первой и второй средах обозначить n, то

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n. \tag{1.8.3}$$

Величину n называют **показателем преломления** второй среды относительно первой.

Заметим, что если бы луч AC, луч CB и перпендикуляр к поверхности раздела сред в точке C не лежали в одной плоскости, то путь от точки A к точке B занимал бы большее время, чем в том случае, когда все они лежат в одной плоскости.

Итак, мы получили и третий закон геометрической оптики — закон преломления. Причём из принципа Ферма следует не только закон преломления, но и равенство показателя преломления отношению скоростей света в первой и второй средах.

Независимость световых пучков

Этот закон также неявно содержится в принципе Ферма по той простой причине, что свет идёт по пути, соответствующему минимуму времени, независимо от того, пересекают данный пучок другие световые пучки или нет.

Опытная проверка законов отражения и преломления света



В справедливости закона отражения и закона преломления света можно убедиться на опытах с прибором, называемым оптической шайбой (рис. 1.25). Прибор состоит из неподвижного диска с нанесёнными на нём делениями для измерения углов и специального осветителя. Диск укрепляется вертикально в штативе, а осветитель, испускающий узкий пучок света (возможно использование лазерной указки), может перемещаться по окружности диска.



Законы отражения и преломления проверяют с помощью стеклянного полуцилиндра с матовой задней поверхностью. Для этого полуцилиндр закрепляют на диске так, чтобы середина плоской поверхности совпадала с центром диска (см. рис. 1.25). Световой пучок идёт от осветителя вдоль радиуса диска и на границе воздух — стекло частично отражается, а частично проходит в стекло, изменив направление, — преломляется. Ход луча в стекле и воздухе виден на матовой стенке диска. Пучок выходит из стекла в воздух перпендикулярно цилиндрической поверхности и поэтому не преломляется.

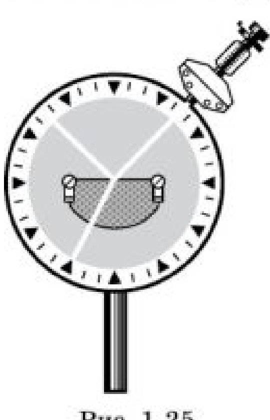


Рис. 1.25

Перемещая осветитель, меняют угол падения. При этом изменяются и угол отражения, и угол преломления. Эти углы измеряют по шкале на диске. В результате легко убедиться в справедливости закона отражения, а используя значения синусов углов, нетрудно убедиться в справедливости закона преломления.

При помощи этого же прибора можно наблюдать обратимость световых лучей при отражении и преломлении. Если падающий пучок света направить по бывшему отражённому, то новый отражённый пойдёт по бывшему падающему. Также нетрудно убедиться в обратимости лучей при преломлении света.

?
1. Сформулируйте принцип Ферма и покажите, что из него следует закон отражения света.
2. Является ли обратимость хода световых лучей следствием принципа Ферма?

§ 1.9. ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА. ПЛОСКОЕ ЗЕРКАЛО

В предыдущем параграфе было выяснено, какому закону подчиняется отражение отдельных световых лучей. А если на отражающую поверхность падает широкий световой пучок? Как будет отражаться он?

Зеркальное и рассеянное отражение

В зависимости от свойств и качества отражающей поверхности отражение может иметь различный характер. Различают отражение зеркальное (правильное) и рассеянное.

Если отражающая поверхность имеет вид поверхности, размеры неровностей которой меньше длины световой волны, то она называется **зеркальной**. Примерами поверхностей, по своим свойствам приближающихся к зеркальным, могут служить поверхность капли ртути, поверхность гладкого стекла или хорошо отполированная металлическая поверхность. Узкие пучки света, падающие на такую поверхность параллельно друг другу, идут после отражения также параллельно (рис. 1.26). Такое *направленное* отражение называется **зеркальным** или **правильным**.

Если размеры неровностей соразмерны с длиной волны или превышают её (шероховатые поверхности, матовые поверхности) и расположение неровностей беспорядочно, то

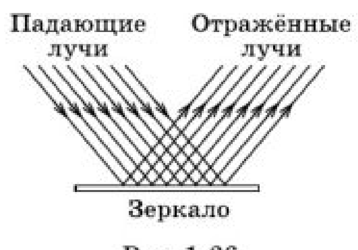


Рис. 1.26

Рис. 1.27

падающий на поверхность узкий пучок света рассеивается ею. Падающие на такую поверхность параллельные лучи отражаются по всевозможным направлениям (рис. 1.27). Такое отражение называется **рассеянным**. Именно благодаря рассеянному отражению света мы можем видеть предметы, которые сами не излучают свет. В малой степени рассеяние света имеет место при его отражении даже от самой гладкой поверхности, например от обычного зеркала. Иначе мы не могли бы увидеть поверхность зеркала.

Отражение света каждым элементом шероховатой поверхности подчиняется закону отражения. Но так как эти элементы поверхности расположены друг относительно друга под самыми разнообразными углами, то и отражённые от них лучи имеют всевозможные направления.

Плоское зеркало

Плоским зеркалом называют плоскую поверхность, зеркально отражающую свет.

Пусть светящаяся точка S находится перед плоским зеркалом. Поставим вопрос: где мы увидим изображение этой точки, если посмотрим в зеркало? Для ответа на этот вопрос построим ход нескольких лучей, выходящих из точки S. После отражения от зеркала такие лучи, как видно из рисунка 1.28, попадают в глаз наблюдателя. Человеку кажется, что лучи выходят из точки S_1, которую можно найти, продолжив лучи в противоположную сторону до пересечения. Точка S_1 поэтому будет являться изображением точки S в плоском зеркале. Это изображение называется **мнимым**, так как в точке S_1 пересекаются не сами отражённые лучи, а их продолжения; световая энергия в эту точку не поступает.

Чтобы найти положение точки S_1, достаточно рассмотреть любые два луча расходящегося пучка. Обычно берут крайние лучи пучка, попадающего в глаз, — лучи AB и CD на рисунке 1.28. В треугольниках SAC и S_1AC сторона AC общая.

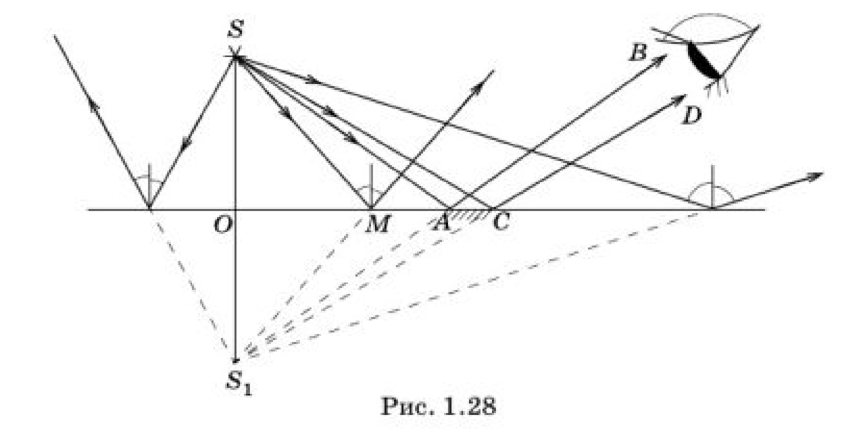


Рис. 1.28

Используя закон отражения, можно доказать, что углы в треугольниках, прилегающие к этой общей стороне, соответственно равны. Следовательно, треугольники равны и совместятся друг с другом, если перегнуть рисунок по линии зеркала. Это означает, что точка S_1 расположена *симметрично* точке S относительно плоскости зеркала. Поэтому для нахождения изображения точки достаточно опустить из неё на зеркало перпендикуляр и продолжить его на такое же расстояние за зеркало.

Для наблюдения изображения существенна лишь та часть AC зеркала, от которой лучи отражаются непосредственно в глаз. Вся остальная часть зеркала может быть закрыта или даже отрезана. Это не помешает применить указанный простой способ построения изображения. Только перпендикуляр придётся теперь опускать не на зеркало, а на его продолжение.

Однако с уменьшением размеров зеркала уменьшается и та область пространства, откуда можно видеть изображение S_1 (так называемая *область видения*). Например, можно расположить небольшое зеркало и лампочку так, что изображение лампочки будет видеть только часть учащихся класса. Изменяя положение лампочки или зеркала, можно менять область видения изображения (область серого цвета на рис. 1.29).

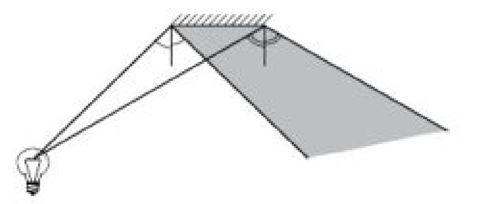


Рис. 1.29

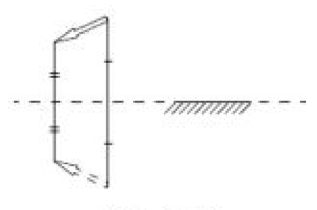


Рис. 1.30

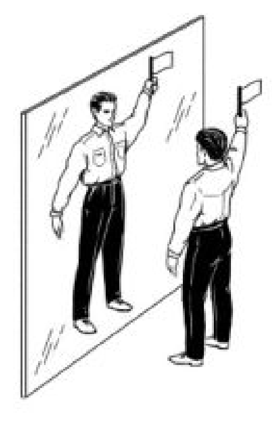


Рис. 1.31

Изображение *предмета* в плоском зеркале тоже получается мнимым, симметричным предмету относительно зеркала. По размеру изображение равно предмету. Каждый может убедиться в этом, рассматривая в зеркале своё изображение. То же даёт и построение (рис. 1.30).

Если перед зеркалом стоит человек, держащий в правой руке какой-нибудь предмет, то у его изображения в зеркале предмет окажется в левой руке (рис. 1.31). Следовательно, у предмета и его изображения правая и левая стороны меняются местами.

Применение плоского зеркала

Кроме известного вам широкого применения плоских зеркал в быту, они находят ряд других применений. Зеркала устанавливаются в кабине водителя для обозревания им салона автобуса. Они используются для декоративного оформления витрин магазинов. Плоские зеркала применяют в шкалах измерительных (в частности, электроизмерительных) приборов высокого класса точности и др.

Широко применяется на практике устройство, состоящее из трёх взаимно перпендикулярных зеркал, расположенных подобно плоскостям декартовой системы координат (рис. 1.32). Это устройство называют *уголковым отражателем*. Отражатель обладает замечательным свойством: при любом угле падения луч падающий и луч, последовательно отразившийся от трёх зеркал, оказываются *параллельными*. (Попробуйте это доказать.) Специальные уголковые отражатели доставлены на Луну и использованы для точного измерения расстояния до неё с помощью лазерных лучей. Погрешность измерения составила всего лишь 0,1 м.

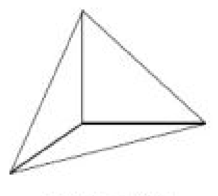


Рис. 1.32

Большое распространение получили так называемые *катафоты* — красные отражатели света, устанавливаемые на автомобилях, велосипедах и дорожных знаках. Катафот представляет собой мозаику из трёхгранных зеркальных углов.

§ 1.10. СФЕРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО

Гладкая изогнутая поверхность тоже отражает световые лучи. Эти лучи могут образовывать изображение. Зеркальные шары, украшающие новогоднюю ёлку, выпуклые зеркала, устанавливаемые иногда на перекрёстках дорог, наконец, кривые зеркала в аттракционе «комната смеха» — вот примеры изогнутых поверхностей, с помощью которых образуются изображения. Эти изображения уже не равны по размеру соответствующим предметам (как это имеет место в плоском зеркале). Да и расположены они не так, как расположено изображение в плоском зеркале.

Из всех возможных форм кривых зеркал мы ограничимся рассмотрением зеркал сферической формы. Их проще изготовить, и они применяются наиболее часто.

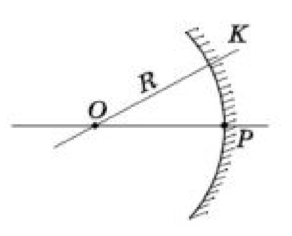


Рис. 1.33

Сферическим зеркалом называют поверхность тела, имеющую форму сферического сегмента и зеркально отражающую свет.

Центр сферы, из которой вырезан сегмент, называют **оптическим центром** зеркала — точка O на рисунке 1.33.

Вершину сферического сегмента (точка P) называют **полюсом** зеркала. Любую прямую, проходящую через оптический центр, называют **оптической осью** зеркала — прямые OP, OK и др.

Среди оптических осей принято выделять одну главную. **Главной оптической осью** называют прямую, проходящую через оптический центр и полюс зеркала, — прямая OP. Главная оптическая ось отличается от остальных оптических осей зеркала, которые можно назвать **побочными**, лишь своим симметричным расположением по отношению к краям зеркала.

Если лучи отражаются от внутренней поверхности сферического сегмента, то зеркало называют **вогнутым**. В случае же отражения лучей от наружной поверхности зеркало называется **выпуклым**.

Формула сферического зеркала

Найдём связь между расстоянием d светящейся точки от зеркала, расстоянием f изображения этой точки от зеркала и радиусом R сферы, частью которой является зеркало. Рассмотрим сначала вогнутое зеркало.

Пусть светящаяся точка S расположена на главной оптической оси OP вогнутого зеркала, сечение APC которого изображено на рисунке 1.34. Из точки S на зеркало падает множество лучей, один из которых (SP) после отражения в точке P идёт вдоль главной оси. Для этого луча угол падения, а следовательно, и угол отражения равен нулю, так как радиус OP является перпендикуляром (нормалью) к сферической поверхности. Построим ход произвольного луча SB, вышедшего из точки S и отразившегося от зеркала в точке B. Будем рассматривать лишь узкие, приосевые пучки лучей. Тогда точка B окажется на небольшом расстоянии h от главной оптической оси ($h \ll R$). При выполнении этого условия падающий луч SB и отражённый луч BS_1, а также радиус OB, проведённый в точку падения B, составляют с главной осью углы столь малые, что их синусы можно заменить тангенсами, а также самими углами, выраженными в радианах. В точке S_1 луч BS_1 пересечётся с лучом PS_1, отразившимся в полюсе зеркала. Если остальные лучи после отражения также пройдут через точку S_1, то эта точка будет являться действительным изображением точки S.

Радиус OB перпендикулярен отражающей поверхности. По закону отражения угол падения α равен углу отражения γ. Для треугольника SBO можно по теореме о внешнем угле треугольника записать:

$$\beta = \alpha + \varphi.$$

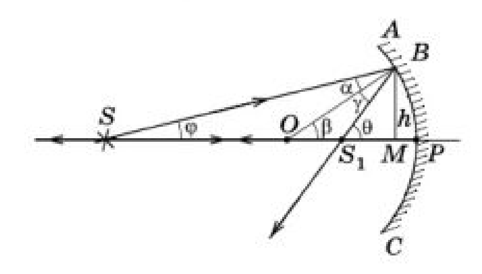


Рис. 1.34

Точно так же для треугольника OBS_1:

$$\theta = \beta + \gamma.$$

Учитывая, что $\alpha = \gamma$, получим

$$\varphi + \theta = 2\beta. \qquad (1.10.1)$$

Так как все рассматриваемые углы малы, можно написать приближённые равенства:

$$\varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{SM} \approx \frac{h}{d},$$

$$\beta \approx \operatorname{tg} \beta = \frac{h}{OM} \approx \frac{h}{R},$$

$$\theta \approx \operatorname{tg} \theta = \frac{h}{S_1M} \approx \frac{h}{f}.$$

Подставляя эти значения углов в формулу (1.10.1) и сокращая на h, получаем

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R}. \qquad (1.10.2)$$

Формула (1.10.2) называется формулой сферического зеркала. Замечательно, что, когда углы φ, β и θ малы ($h \ll d$; $h \ll f$; $h \ll R$), высота h и малые углы φ, β, θ не входят в формулу (1.10.2). Это означает, что любой луч приосевого пучка, вышедший из точки S, находящейся на расстоянии d от зеркала, после отражения пройдёт через точку S_1, находящуюся на расстоянии f от зеркала*. Следовательно, точка S_1 есть действительное изображение точки S. Может случиться и так, что лучи, вышедшие из светящейся точки S, после отражения не пересекутся в одной точке, а будут расходиться. В одной точке пересекутся продолжения отражённых лучей. Эта точка (S') является мнимым изображением точки S (рис. 1.35).

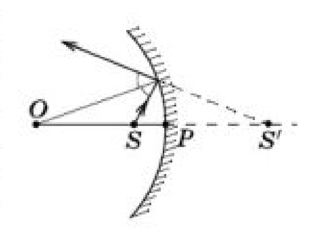


Рис. 1.35

* Если h/R не мало, то формула (1.10.2) уже несправедлива. Это означает, что лучи, идущие под большими углами к оптической оси, не пересекаются в одной точке. В результате изображение точки S получается «размазанным».

Фокусное расстояние зеркала

Из формулы (1.10.2) следует, что при удалении светящейся точки S от зеркала изображение приближается к зеркалу. Когда точка S удалится настолько, что лучи, падающие из этой точки на зеркало, можно считать параллельными $\left(d \to \infty \text{ или } \frac{1}{d} \to 0\right)$, изображение окажется в точке, расстояние до которой от зеркала определится выражением

$$\frac{1}{f} = \frac{2}{R}.$$

Эту точку называют **главным фокусом** зеркала и обозначают буквой F (рис. 1.36). Расстояние главного фокуса от зеркала FP называется **фокусным расстоянием** сферического зеркала и обозначается также буквой F.

Таким образом, фокусное расстояние сферического зеркала равно половине радиуса сферы, частью которой является зеркало:

$$\boxed{F = \frac{R}{2}.} \qquad (1.10.3)$$

Формулу (1.10.2) можно переписать теперь так:

$$\boxed{\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}.} \qquad (1.10.4)$$

Фокальная плоскость

Пусть пучок лучей падает на сферическое вогнутое зеркало параллельно побочной оптической оси. Так как все оптические оси сферического зеркала равноценны, лучи после отражения сойдутся в точке, удалённой от зеркала на такое же расстояние, что и главный фокус. Совокупность всех подобных точек образует определённую поверхность. Рассматривая лишь малые углы между главной и побочной осями, мы приближённо можем считать эту поверхность плоскостью, перпендикулярной главной оптической оси. Она называется **фокальной плоскостью** зеркала (рис. 1.37).

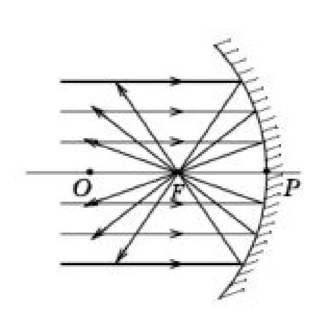



Рис. 1.36

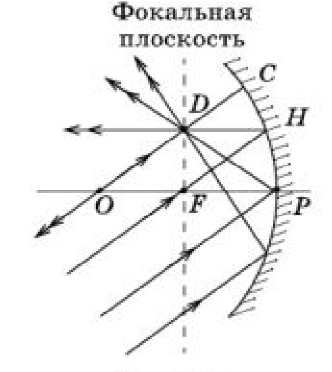


Рис. 1.37

Так как ход световых лучей обратим, то, поместив точечный источник света в главном фокусе зеркала или в какой-нибудь точке на фокальной плоскости (вблизи главной оптической оси), мы получим после отражения параллельный пучок света.

Мнимый фокус

Если направить пучок лучей параллельно главной оптической оси на выпуклое сферическое зеркало, то отражённые лучи будут расходящимися (рис. 1.38). Их продолжения пересекаются в определённой точке, находящейся за зеркалом. Эту точку называют главным фокусом выпуклого зеркала. Поскольку в рассматриваемом случае в фокусе пересекаются не сами отражённые лучи, а их продолжения, то это означает, что главный фокус выпуклого зеркала является мнимым. Здесь тоже используется понятие фокальной плоскости, которая в данном случае является мнимой. Формула (1.10.3) остаётся справедливой и для выпуклого зеркала.

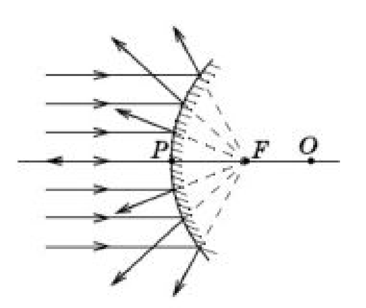


Рис. 1.38

Анализ формулы зеркала

Формулу (1.10.4) мы вывели для случая, когда изображение и фокус зеркала были действительными. Таким же образом можно вывести формулы и для других случаев. Напри-

мер, если фокус действительный, а изображение мнимое, формула принимает вид

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{F}.$$

Если же фокус мнимый и изображение мнимое, получается формула

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = -\frac{1}{F}.$$

Все эти формулы различаются только знаками перед членами. Если изображение действительное, то перед членом $\frac{1}{f}$ стоит знак «плюс», а в случае мнимого изображения — знак «минус». Перед членом $\frac{1}{F}$ ставится знак «плюс», если фокус зеркала действительный. Для выпуклого же зеркала, у которого фокус мнимый, перед членом $\frac{1}{F}$ стоит знак «минус».

Если в задаче заранее неизвестно, является ли изображение или фокус действительным либо мнимым, перед соответствующим членом ставится знак «плюс». Проведя вычисление неизвестной величины, мы получим для неё либо положительное, либо отрицательное значение. Знак «минус» укажет на то, что изображение или фокус является мнимым.

Сказанное о знаках для f и F относится и к величине d. **Мнимым источником** называют точку, в которой сходятся продолжения лучей, падающих на зеркало сходящимся пучком. Для мнимого источника $d < 0$.

Оптическая сила сферического зеркала

Величину, обратную фокусному расстоянию, называют оптической силой сферического зеркала:

$$D = \frac{1}{F} = \frac{2}{R}. \qquad (1.10.5)$$

Единица оптической силы в СИ называется диоптрией (дптр):

$$1 \text{ дптр} = 1 \text{ м}^{-1}.$$

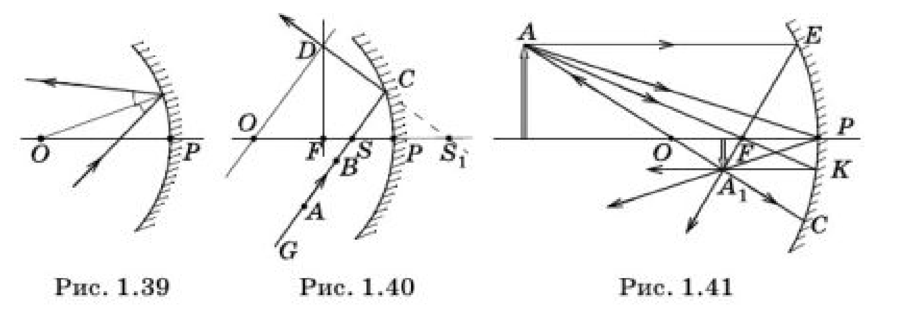


Рис. 1.39 Рис. 1.40 Рис. 1.41

Диоптрия равна оптической силе сферического зеркала, фокусное расстояние которого равно 1 м (*или радиус которого равен* 2 м).

Оптическая сила вогнутого зеркала считается положительной, выпуклого — отрицательной.

§ 1.11. ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКОМ ЗЕРКАЛЕ. УВЕЛИЧЕНИЕ ЗЕРКАЛА

Зная, где расположен предмет по отношению к сферическому зеркалу, можно графическим построением определить, где получится изображение. Это построение осуществляется с помощью линейки и циркуля.

Любая подобная задача в конечном итоге сводится к выяснению направления произвольного луча после его отражения от зеркала в некоторой точке. Эта задача в принципе может быть решена построением угла отражения, равного углу падения (рис. 1.39). Значительно чаще, однако, используют другой способ, основанный на знании свойств сферического зеркала.

Построение хода отражённого луча сводится к следующему. Проведём побочную оптическую ось, параллельную падающему лучу AC (рис. 1.40). Она пересечёт фокальную плоскость зеркала в точке D. Через эту точку и пройдёт отражённый луч CD. Изображения точек A, B, S и др., лежащих на прямой GC, лежат на линии CD. Например, изображение S_1 точки S, лежащей на главной оптической оси OP, также находится на главной оптической оси (изображение мнимое). Этот способ построения легко обосновать.

Пучок лучей, параллельных побочной оптической оси, после отражения сходится в точке, лежащей в фокальной плоскости (см. рис. 1.37). Поскольку через эту точку проходят все отражённые лучи, то для её отыскания достаточно рассмотреть один из лучей. Можно взять луч, проходящий через оптический центр O, т. е. совпадающий с побочной оптической осью. После отражения этот луч идёт по той же оптической оси и проходит через искомую точку D. Следовательно, точка D лежит одновременно в фокальной плоскости и на побочной оптической оси, т. е. является точкой их пересечения.

Для построения изображения какой-либо точки A предмета наиболее удобны следующие лучи (рис. 1.41):

1) луч AOC, проходящий через оптический центр зеркала; отражённый луч COA идёт по той же прямой;

2) луч AFK, идущий через фокус зеркала; отражённый луч параллелен главной оптической оси;

3) луч AP, падающий на зеркало в его полюсе; отражённый луч симметричен с падающим относительно главной оптической оси;

4) луч AE, параллельный главной оптической оси; отражённый луч EF проходит через фокус зеркала.

Как видно из рисунка, все отражённые лучи проходят через точку A_1, которая является изображением точки A. Для построения точки A_1 достаточно взять любые два из перечисленных лучей. Все остальные лучи, падающие на зеркало, после отражения также пойдут через точку A_1. При этом некоторых лучей может и не быть. Например, вогнутое зеркало, используемое врачами, имеет в середине отверстие. Поэтому лучей, отражённых от середины зеркала, не будет. Изображение создаётся в этом случае лучами, отражёнными от имеющейся поверхности зеркала.

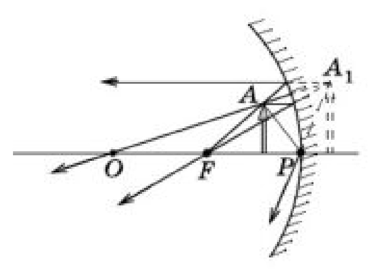


Рис. 1.42

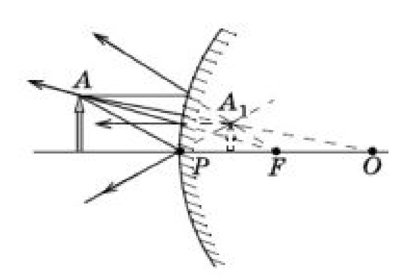


Рис. 1.43

Чтобы построить изображение предмета, перпендикулярного главной оптической оси, достаточно построить изображения крайних точек этого предмета.

Подобные построения можно выполнить для получения изображения предмета, расположенного ближе фокуса вогнутого зеркала (рис. 1.42), а также для получения изображения источника в выпуклом зеркале (рис. 1.43). В обоих этих случаях изображение оказывается мнимым. Заметим, что выпуклое зеркало даёт только мнимое, уменьшенное изображение предмета, расположенное между мнимым фокусом и полюсом. Мнимые изображения всегда являются прямыми (неперевёрнутыми), а действительные изображения, наоборот, всегда перевёрнуты по отношению к предмету.

После построения изображения предмета в сферическом зеркале следует дать описание этого изображения: действительное оно или мнимое, увеличенное или уменьшенное, прямое или перевёрнутое, где расположено.



Увеличение

Размеры изображения, полученного с помощью сферического зеркала, почти никогда не совпадают с размерами предмета. В этом легко убедиться, взглянув в выпуклое или вогнутое зеркало. Перемещая предмет к зеркалу или от зеркала, заметим, что размеры изображения меняются. Размеры меняются также в случае замены одного зеркала другим.

Отношение линейного размера изображения H к линейному размеру предмета h называется **линейным увеличением**.

Увеличение $\Gamma = \frac{H}{h}$ может быть как больше, так и меньше единицы. Из подобия треугольников A_1B_1P и ABP (рис. 1.44) следует, что

$$\frac{H}{h} = \frac{f}{d}.$$

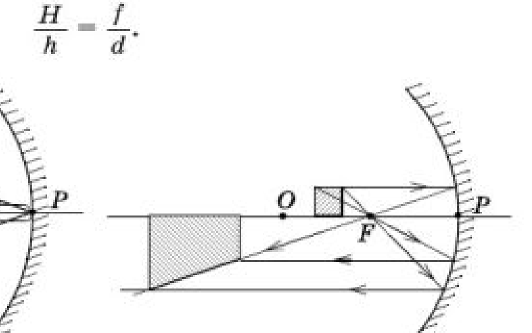


Рис. 1.44

Рис. 1.45

Поэтому

$$\Gamma = \frac{f}{d}. \qquad (1.11.1)$$

Эта формула верна и для выпуклого зеркала.

Если предмет не лежит целиком в плоскости, перпендикулярной главной оптической оси, то различные его части увеличиваются по-разному. Так, изображение квадрата, расположенного в плоскости чертежа (рис. 1.45), совсем не напоминает квадрат. Этот пример позволяет понять причину искажений при рассматривании предмета (например, собственного лица) в сферическом зеркале.

Применение вогнутых и выпуклых зеркал

Вогнутые зеркала широко применяются в технике. С их помощью концентрируют энергию Солнца в гелионагревательных установках. Их используют в качестве рефлекторов (отражателей) в телескопах, прожекторах, фарах, нагревателях и т. п.

Вогнутые зеркала применяются и в медицине. Ими пользуются оториноларингологи и стоматологи.

Выпуклые зеркала находят применение в качестве зеркал заднего обзора на транспорте.

? 1. Каков алгоритм построения изображения в плоском зеркале; в сферическом зеркале? Различаются ли эти алгоритмы?

2. Чем различаются изображения в плоских и сферических зеркалах?

§ 1.12. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

В этом параграфе приводятся примеры решения задач на применение закона отражения света, на построение изображений в плоском и сферическом зеркалах. Для решения расчётных задач следует в основном пользоваться формулами для фокусного расстояния сферического зеркала (1.10.3), формулой сферического зеркала (1.10.4) и формулой линейного увеличения (1.11.1). При применении формулы (1.10.4) особое внимание нужно обратить на правило знаков.

Задача 1

Два плоских зеркала образуют двугранный угол $\varphi < \pi$. На одно из зеркал падает луч, лежащий в плоскости, перпендикулярной ребру угла. Докажите, что угол отклонения α этого луча от первоначального направления после отражения от обоих зеркал не зависит от угла падения.

Решение. Пусть β — угол падения луча на первое зеркало, а γ — на второе (рис. 1.46). Очевидно, что $\alpha = 2\beta + 2\gamma$ (как внешний угол треугольника ABC). Кроме того, из треугольника OBC получаем

$$\varphi + (90° - \gamma) + (90° - \beta) = 180°.$$

Отсюда

$$\alpha = 2(\beta + \gamma) = 2\varphi$$

не зависит от угла падения луча.

В частном случае, когда зеркала образуют между собой прямой угол, падающий луч в результате двух отражений поворачивает в обратном направлении (рис. 1.47). Это справедливо только в том случае, когда падающий луч лежит в плоскости, перпендикулярной ребру двугранного угла между зеркалами.

Задача 2

Источник света S расположен между двумя плоскими зеркалами, поставленными под углом 30° по отношению друг к другу, на расстоянии $l = 8$ см от линии пересечения зеркал ближе к одному из них. Каково расстояние между мнимыми изображениями источника в зеркалах?

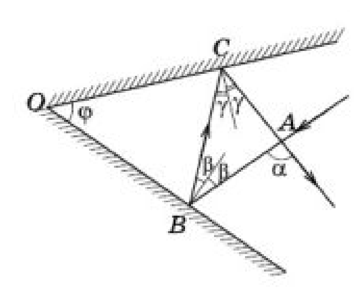


Рис. 1.46

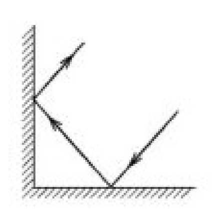


Рис. 1.47

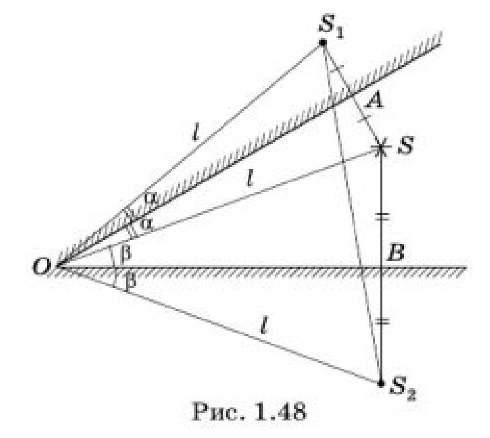


Рис. 1.48

Решение. Построим мнимые изображения S_1 и S_2 источника в зеркалах OA и OB (рис. 1.48).

Для этого опустим на каждое из зеркал перпендикуляры SA и SB и продолжим их соответственно на расстояния $AS_1 = SA$ и $BS_2 = SB$. Из равенства прямоугольных треугольников AOS и AOS_1 следует, что $S_1O = SO = l$ и $\angle AOS = \angle AOS_1 = \alpha$; а из равенства прямоугольных треугольников BOS и BOS_2 следует, что $S_2O = SO = l$ и $\angle BOS = \angle BOS_2 = \beta$.

По условию задачи $\alpha + \beta = 30°$. Потому $\angle S_1OS_2 = 2\alpha + 2\beta = 2(\alpha + \beta) = 60°$. Соединим теперь точки S_1 и S_2. Треугольник S_1OS_2 является равнобедренным с углом при вершине 60°. Это правильный треугольник, значит, $S_1S_2 = l = 8$ см.

Задача 3

На рисунке 1.49 указаны положения главной оптической оси MN сферического зеркала, светящейся точки S и её изображения S_1. Найдите построением положения оптического

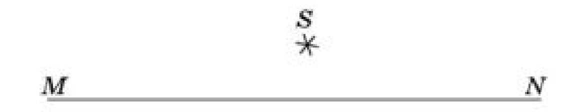


Рис. 1.49

центра зеркала, его полюса и фокуса. Определите, вогнутым или выпуклым является данное зеркало. Будет ли изображение действительным или мнимым?

Решение. Луч, падающий на зеркало вдоль радиуса, отражаясь, идёт вдоль той же прямой в обратную сторону. Это означает, что источник S, его изображение S_1 в сферическом зеркале и оптический центр O зеркала всегда лежат на одной прямой. Поэтому соединим точки S и S_1 прямой SS_1 (рис. 1.50).

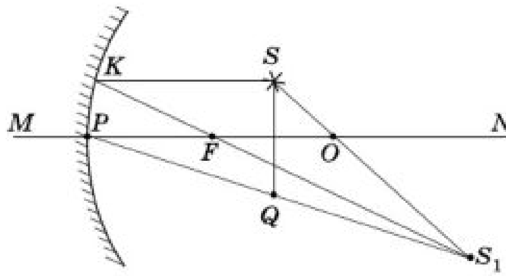


Рис. 1.50

Точка O пересечения прямой с главной оптической осью является оптическим центром зеркала. Для луча, попадающего в полюс зеркала, главная оптическая ось является перпендикуляром, восставленным к зеркалу в точке падения луча. Используя это, найдём положение полюса. Для этого предварительно построим точку Q, через которую проходит луч, отразившийся в полюсе. Точка Q симметрична точке S относительно главной оптической оси MN зеркала. Следовательно, она лежит на перпендикуляре SQ к оси MN, причём расстояния от точек S и Q до оси одинаковы. Соединив точку Q с точкой S_1 и продолжив QS_1 до пересечения с MN, получим точку P — полюс зеркала. Зеркало вогнутое, а изображение действительное. Положение фокуса F зеркала найдём, разделив радиус зеркала OP пополам: $OF = FP$. Если провести луч $SK \parallel MN$, то отражённый луч KS_1 пройдёт через найденный фокус F.

Задача 4

Предмет находится на расстоянии $d = 0{,}3$ м от вогнутого сферического зеркала. Его изображение в 2 раза больше самого предмета. Определите расстояние f изображения от зеркала, радиус кривизны R зеркала и его фокусное расстояние F. Начертите ход лучей.

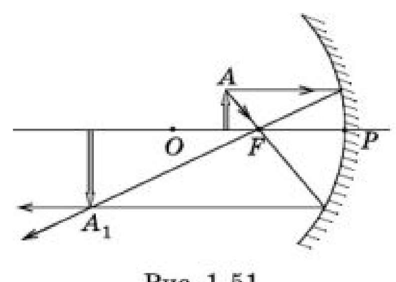


Рис. 1.51

Решение. Поскольку в условии задачи не указан характер изображения (действительное или мнимое), рассмотрим оба случая.

1. Если изображение действительное, то формула сферического зеркала запишется в виде

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}.$$

Учитывая, что $f = \Gamma d$ (по формуле увеличения), получаем

$$F = \frac{\Gamma d}{\Gamma + 1} = 0{,}2 \text{ м}.$$

Далее находим радиус кривизны зеркала: $R = 2F = 0{,}4$ м.

Ход лучей для действительного изображения показан на рисунке 1.51.

2. Если изображение мнимое, то

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{F}.$$

Снова, учитывая, что $f = \Gamma d$, получаем

$$F = \frac{\Gamma d}{\Gamma - 1} = 0{,}6 \text{ м}; \ \ R = 2F = 1{,}2 \text{ м}.$$

Аналогичный ход лучей показан на рисунке 1.42.

Задача 5

Точечный источник света, помещённый на некотором расстоянии от экрана, создаёт в центре экрана освещённость 2,25 лк. Как изменится эта освещённость, если по другую сторону источника на таком же расстоянии поместить:

а) бесконечное плоское зеркало, параллельное экрану;

б) вогнутое зеркало, центр которого совпадает с центром экрана;

в) выпуклое зеркало такого же радиуса кривизны, как и вогнутое?

Решение. а) Лучи, отражённые от плоского зеркала, увеличивают освещённость в центре экрана. Наличие зеркала эквивалентно появлению нового источника (с той же силой

света), расположенного от экрана на расстоянии, в 3 раза большем, чем первый источник. Поэтому освещённость должна увеличиться на 1/9 той освещённости, которая была раньше:

$$E_1 = 2{,}5 \text{ лк}.$$

б) Вогнутое зеркало расположено так, что источник находится в его фокусе. Лучи после отражения от зеркала идут параллельным пучком. Освещённость по оси пучка параллельных лучей всюду одинакова и равна освещённости, создаваемой точечным источником в ближайшей к нему точке зеркала. Полная освещённость в центре экрана равна сумме освещённостей, созданных самим источником в центре экрана и отражёнными лучами:

$$E_2 = 2 \cdot 2{,}25 \text{ лк} = 4{,}5 \text{ лк}.$$

в) Мнимое изображение точечного источника в выпуклом зеркале находится на расстоянии $2{,}5r$ от экрана (r — расстояние от экрана до источника). Световой поток Φ, посылаемый этим мнимым источником, равен световому потоку истинного источника, падающему на зеркало:

$$I_1\Omega_1 = I_2\Omega_2.$$

Так как телесный угол Ω_1, внутри которого распространяется поток, падающий на зеркало от источника S (рис. 1.52), в 4 раза меньше телесного угла Ω_2, внутри которого распространяется поток от мнимого источника S_1, то сила света I_1 мнимого источника в 4 раза меньше силы света источника S. Поэтому мнимый источник создаёт в центре экрана освещённость, в $4 \cdot (2{,}5)^2 = 25$ раз меньшую, чем истинный источник. Следовательно, $E_3 = 2{,}34$ лк.

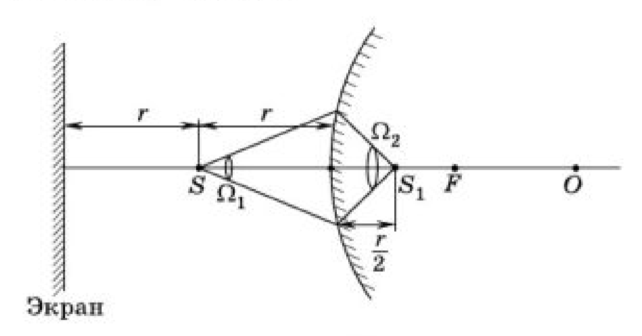


Рис. 1.52

Упражнение 2

1. С помощью небольшого зеркала получают солнечный зайчик сначала на стене комнаты, а затем на стене удалённого дома. Почему в первом случае форма зайчика соответствует форме зеркала, а во втором нет?
2. Какой высоты должно быть плоское зеркало, подвешенное вертикально, чтобы человек высотой H видел себя в нём во весь рост? На какой высоте должны располагаться нижний и верхний края зеркала?
3. Как отличить на фотографии реальный пейзаж от его отражения в спокойной воде?
4. Найдите графически, при каких положениях глаза наблюдатель может видеть в зеркале конечных размеров изображение отрезка прямой, расположенного относительно зеркала так, как показано на рисунке 1.53.
5. Плоское зеркало расположено параллельно стене на расстоянии l от неё. Свет от укреплённого на стене точечного источника S падает на зеркало и, отражаясь, даёт на стене зайчик. С какой скоростью будет двигаться зайчик по стене, если приближать к ней зеркало со скоростью $\vec{v}$? Как будут меняться размеры зайчика?

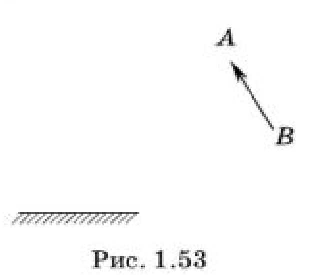


Рис. 1.53

6. В каком направлении нужно пустить луч света из точки A (рис. 1.54), находящейся внутри зеркального ящика, чтобы он попал в точку B, отразившись по одному разу от всех четырёх стенок?
   Точки A и B находятся в одной плоскости, перпендикулярной стенкам ящика (т. е. в плоскости рисунка).
7. Источник света и два его изображения в плоских зеркалах, составляющих между собой двугранный угол, лежат на окружности. Где находится центр этой окружности?

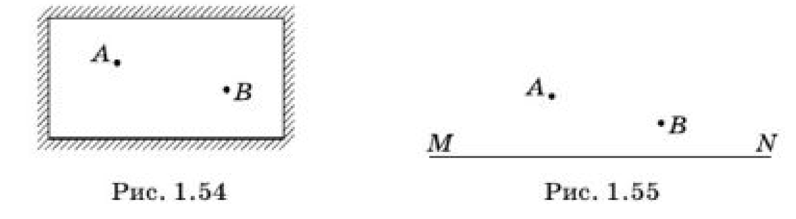


Рис. 1.54 Рис. 1.55

8. Высота Солнца над горизонтом составляет $\alpha = 50°$. Под каким углом β к солнечному лучу следует расположить плоское зеркало, чтобы луч отразился вертикально вверх?

9. Плоское зеркало повернули на угол $\alpha = 27°$ вокруг оси, лежащей в плоскости зеркала и перпендикулярной падающему лучу. На какой угол β повернулся отражённый луч, если направление падающего луча осталось неизменным?

10. С помощью сферического зеркала на экране получено действительное уменьшенное изображение свечи. Как изменится изображение, если закрыть нижнюю половину зеркала?

11. На рисунке 1.55 даны положение главной оптической оси сферического зеркала, положение источника и его изображения. Найдите построением положения оптического центра, полюса и фокуса зеркала. Определите, вогнутым или выпуклым является данное зеркало; действительным или мнимым будет изображение. Рассмотрите случаи:

а) A — источник, B — изображение;

б) B — источник, A — изображение.

12. На рисунке 1.56, *а* изображён отражённый луч от вогнутого зеркала, а на рисунке 1.56, *б* — от выпуклого зеркала. Найдите построением падающие лучи. O — центр зеркала, P — его полюс.

13. Постройте изображение предмета, помещённого перед вогнутым сферическим зеркалом, в следующих случаях: а) $d > R$; б) $d = R$; в) $F < d < R$; г) $d < F$. Здесь R — радиус зеркала. Дайте в каждом случае словесное описание получившихся изображений.

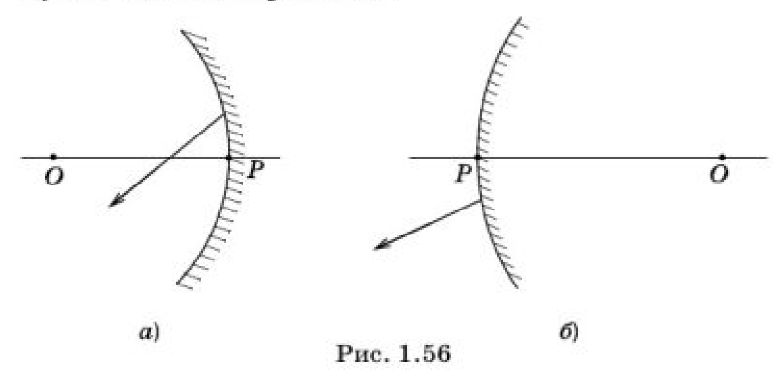


Рис. 1.56

14. Постройте график зависимости расстояния изображения f до сферического зеркала от расстояния d предмета до зеркала.

15. Постройте график зависимости линейного увеличения вогнутого зеркала от расстояния предмета до полюса зеркала.

16. Каков радиус R вогнутого зеркала, находящегося на расстоянии $a = 2$ м от лица, если человек видит в нём своё изображение в 1,5 раза большим, чем в плоском зеркале, находящемся от лица на том же расстоянии, что и вогнутое зеркало?

17. Определите размер L изображения Солнца в металлическом шарике диаметром $d = 50$ мм. Считать, что расстояние до Солнца $r = 1{,}5 \cdot 10^8$ км, а его диаметр $D = 1{,}4 \cdot 10^6$ км.

18. Параллельный пучок света проходит через отверстие в экране диаметром $d = 10$ см. За экраном на расстоянии $l = 80$ см находится выпуклое зеркало с радиусом кривизны $R = 40$ см. Найдите диаметр D светлого пятна на экране, если оптическая ось зеркала совпадает с осью пучка.

19. Светящаяся точка расположена на расстоянии $h = 0{,}2$ м от главной оптической оси вогнутого зеркала, а её мнимое изображение — на расстоянии $H = 0{,}5$ м от оси. Во сколько раз фокусное расстояние зеркала больше расстояния между светящейся точкой и фокальной плоскостью?

20. На вогнутое зеркало, фокусное расстояние которого $F = 0{,}1$ м, падают сходящиеся лучи. Если лучи продолжить за зеркало до их пересечения, точка пересечения получится на расстоянии $d = 0{,}3$ м от зеркала. На каком расстоянии от зеркала соберутся лучи после отражения?

---

1. Подготовьте презентацию «Применение плоских и сферических зеркал: прошлое и современность».

2. Сделайте фотоальбом «Зеркала вокруг нас».

3. Напишите эссе «Моя жизнь: фокус и фокусы».

§ 1.13. ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА

В этом параграфе мы рассмотрим более подробно, чем в § 1.8, вопросы, связанные с преломлением света.

Показатель преломления

Из-за преломления наблюдается кажущееся изменение размеров, формы и расположения предметов. В этом нас могут убедить простые наблюдения. Положим на дно пустого стакана монету или другой небольшой предмет. Подвинем стакан так, чтобы центр монеты, край стакана и глаз находились на одной прямой. Не меняя положения головы, станем наливать в стакан воду. Заметим, что по мере повышения уровня воды дно стакана с монетой как бы приподнимается. Монета, которая ранее была видна лишь частично, теперь становится видимой полностью.

В этом же стакане установим наклонно карандаш. При наблюдении сверху карандаш кажется надломленным у поверхности воды. Конец карандаша, находящийся в воде, кажется приподнятым (рис. 1.57). Рассматривая стакан сбоку, замечаем, что часть карандаша, находящаяся в воде, кажется сдвинутой в сторону и увеличенной в диаметре (рис. 1.58).

Эти и многие другие явления объясняются изменением направления световых лучей на границе двух прозрачных сред.

Переход луча света из одной среды в другую подчиняется закону преломления (см. § 1.8):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = n_{21}, \qquad (1.13.1)$$

где n_{21} — показатель преломления второй среды относительно первой, а υ_1 и υ_2 — скорости света в первой и второй средах.

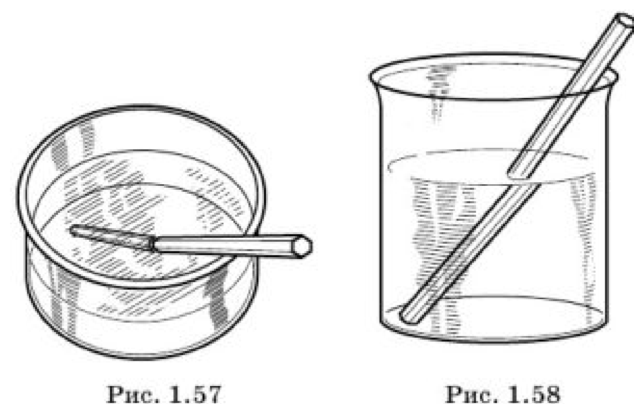


Рис. 1.57 Рис. 1.58

Показатель преломления данной среды относительно вакуума называется **абсолютным показателем преломления** этой среды:

$$\boxed{n = \frac{c}{\upsilon},} \tag{1.13.2}$$

где c — скорость света в вакууме, а υ — в данной среде.

Пользуясь формулой (1.13.1), можно выразить относительный показатель преломления n_{21} через абсолютные показатели преломления n_1 и n_2 первой и второй сред. Действительно, так как

$$n_1 = \frac{c}{\upsilon_1} \text{ и } n_2 = \frac{c}{\upsilon_2},$$

то

$$n_{21} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{1.13.3}$$

Из двух прозрачных сред *оптически более плотной* считается та, в которой скорость света меньше.

Отсюда следует, что при переходе света из среды оптически менее плотной в среду оптически более плотную угол преломления меньше угла падения. В самом деле, из выражений (1.13.1) и (1.13.3) имеем

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{1.13.4}$$

Но $n_2 > n_1$, поэтому $\sin\alpha > \sin\beta$. Следовательно, $\beta < \alpha$. Это значит, что, попадая в среду оптически более плотную, луч отклоняется в сторону перпендикуляра к границе двух сред. Наоборот, если происходит переход луча из среды оптически более плотной в среду менее плотную, угол преломления оказывается больше угла падения.

Абсолютный показатель преломления среды имеет глубокий физический смысл. Он связан со скоростью распространения света в данной среде. Эта скорость, в свою очередь, зависит от физического состояния среды, в которой распространяется свет, т. е. от температуры соответствующего вещества, его плотности, наличия в нём упругих напряжений. Показатель преломления зависит также и от свойств самого света. Для красного света он меньше, чем для зелёного, а для зелёного меньше, чем для фиолетового.

Поэтому в таблицах значений показателей преломления для разных веществ обычно указывается, для какого света приведено данное значение n и в каком состоянии находится среда. Если таких указаний нет, то это означает, что зависимостью n от указанных факторов можно пренебречь.

В большинстве случаев приходится рассматривать переход света через границу воздух — твёрдое тело или воздух — жидкость, а не через границу вакуум — среда. Однако абсолютный показатель преломления n_2 твёрдого или жидкого вещества отличается от показателя преломления того же вещества относительно воздуха очень незначительно. Действительно, абсолютный показатель преломления воздуха (для жёлтого света при нормальных условиях) мало отличается от единицы ($n_1 \approx 1{,}000292$). Следовательно,

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \approx n_2.$$

Значения показателей преломления для некоторых веществ относительно воздуха приведены в таблице 2 (данные относятся к жёлтому свету).

Таблица 2

Вещество	**Показатель преломления относительно воздуха**
Вода (при 20 °С)	1,333
Кедровое масло (при 20 °С)	1,516
Сероуглерод (при 20 °С)	1,63
Каменная соль	1,544
Кварц	1,54
Рубин	1,76
Алмаз	2,417
Различные сорта стекла	От 1,47 до 2,04

Преломление света в атмосфере Земли

Плотность атмосферного воздуха в среднем плавно уменьшается с высотой и испытывает разного рода случайные изменения из-за циркуляции воздушных масс и конвективных

потоков при неоднородном нагреве. Изменение плотности воздуха вызывает изменение показателя преломления. Из-за этого световые лучи в атмосфере не распространяются строго прямолинейно.

Плавное изменение показателя преломления вызывает плавное же искривление световых лучей. Показатель преломления воздуха весьма мал, изменения показателя преломления ещё меньше. Но если свет проходит значительные расстояния в атмосфере, то отклонения от первоначального направления распространения могут оказаться значительными. Искривление световых лучей при прохождении через атмосферу называют **рефракцией**.

Из-за рефракции все небесные тела — звёзды, планеты, Луна и Солнце — кажутся нам расположенными несколько выше над горизонтом, чем в действительности (рис. 1.59). Скорость света меньше у поверхности Земли, чем на высоте, из-за изменения плотности воздуха с высотой. В результате световая волна медленнее движется у поверхности Земли и волновой фронт постепенно поворачивается к её поверхности. Чем ближе луч света к горизонту, тем больше он смещается вверх. При заходе Солнца его нижний край испытывает кажущееся смещение на 36′ (угловых минут), а верхний край только на 29′. Поэтому Солнце у горизонта кажется нам сплюснутым. Благодаря рефракции мы наблюдаем его восход раньше и заход позже, чем на самом деле. День в результате увеличивается на 1—2 мин.

Вы, вероятно, замечали, как колышутся предметы при наблюдении их сквозь костёр. Это вызывается нерегулярными отклонениями световых лучей турбулентными потоками воздуха. То же самое можно наблюдать в жаркий солнечный

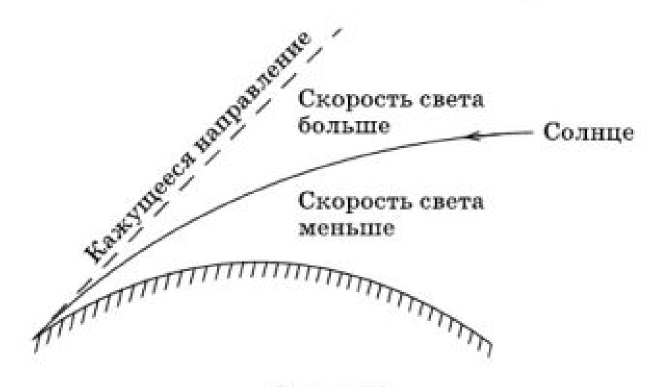


Рис. 1.59

день, когда воздух, нагреваясь над землёй, устремляется вверх. При этом деревья, кустарники и дома вдалеке начинают трепетать и как бы струиться в воздухе.

По этой же причине звёзды кажутся мерцающими. И. Ньютон в своей «Оптике» писал: «Так, воздух, сквозь который мы смотрим на звёзды, пребывает в постоянном дрожании, как это видно из дрожащего движения тени от высоких башен и из мерцания неподвижных звёзд». Звёзды, которые видят космонавты, не мерцают.

Миражи

Во многих книгах, описывающих путешествия в пустынях, можно встретить рассказ о необычайном явлении, долго остававшемся непонятным. Внезапно вдалеке между чуть видимыми на горизонте горами и обессилевшими от жажды людьми вырисовывается озеро с отражёнными в нём небом, скалами или пальмами. Позабыв обо всём, люди бросаются вперёд. Но таинственное озеро отодвигается всё дальше и дальше, пока не исчезает так же внезапно, как появилось.

Происходит всё это из-за того, что Солнце сильно нагревает песок пустыни. Воздух над песком на некоторое время становится менее плотным, чем в верхних слоях. Поэтому световые лучи, падая очень полого на поверхность нагретого слоя воздуха, искривляются и направляются вверх (рис. 1.60). Наблюдателю кажется, что они отражаются от земли. Обычно отражение происходит от поверхности воды. Поэтому и кажется, что между наблюдателем и горизонтом находится озеро. Образование мнимого изображения предметов из-за отражения света от слоёв воздуха малой плотности называется **миражом**.

В жаркий день можно часто наблюдать мираж на асфальтированных дорогах. Свет отражается от нагретых слоёв воздуха, и создаётся впечатление луж, разлитых на асфальте (нижний мираж).



Рис. 1.60

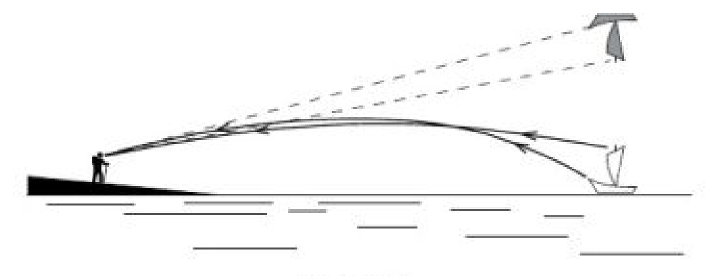


Рис. 1.61

Иногда мираж можно наблюдать над холодной поверхностью моря (рис. 1.61), когда температура нижних слоёв воздуха быстро растёт с удалением от морской поверхности. В этом случае лучи света искривляются, поднимаясь в верхние, более тёплые слои атмосферы (верхний мираж).

§ 1.14. ПОЛНОЕ ОТРАЖЕНИЕ

Закон преломления света позволяет объяснить интересное и практически важное явление — полное отражение света.



Вернёмся снова к опытам с оптической шайбой (см. § 1.8). Только теперь будем наблюдать переход света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную. Для этого поместим осветитель в нижней части диска (рис. 1.62). Падающий луч направим на полуцилиндр вдоль радиуса диска. На цилиндрической поверхности луч не преломится, так как он падает на неё под прямым углом. Внутри стекла пучок света достигнет центра диска. Здесь на границе стекло — воздух часть пучка отразится в соответствии с законом отражения, а часть пройдёт в воздух, изменив направление. При этом угол преломления больше угла падения. Поворачивая осветитель по часовой стрелке (см. рис. 1.62), будем постепенно увеличивать угол падения. В результате увеличиваются угол отражения и угол преломления. Угол преломления увеличивается быстрее, чем угол отражения. Но это не самое главное. При увеличении угла падения интенсивность, а значит, и энергия отражённого пучка возрастают, в то время как интенсивность преломлённого пучка убывает. Особенно быстро убывает интенсивность преломлённого пучка, когда угол преломления приближается к 90°. Наконец, когда угол падения становится таким, что преломлённый пу-

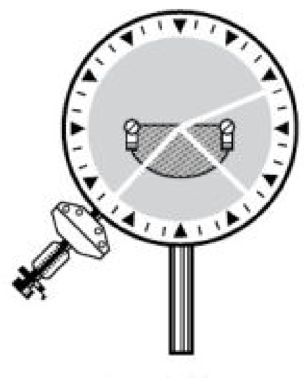


Рис. 1.62

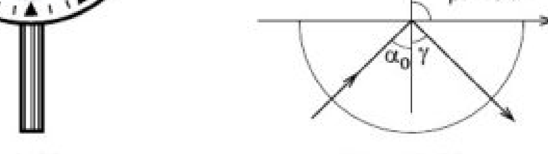


Рис. 1.63

чок идёт почти вдоль границы стекло — воздух (рис. 1.63), доля отражённой энергии близка к 100% . Наибольшему возможному углу преломления $\beta = 90°$ соответствует угол падения α_0. Повернём осветитель, сделав угол падения α больше α_0. Мы увидим, что преломлённый пучок исчез и весь свет отражается от границы раздела обратно в первую среду (стекло). Происходит *полное отражение света*.

Наименьший угол падения α_0, при котором наступает полное отражение, называется предельным углом полного отражения.

Полное отражение наблюдается при переходе света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, если световой пучок падает на границу раздела под углом, бóльшим предельного.

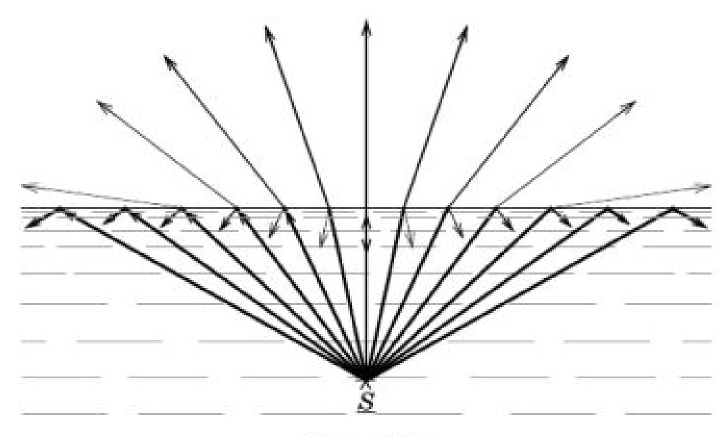


Рис. 1.64

Нельзя утверждать, что по достижении предельного угла преломлённый пучок скачком «превращается» в отражённый. В действительности здесь нет скачка. По мере приближения угла α к предельному α_0 интенсивность преломлённого пучка, *непрерывно* уменьшаясь, обращается в нуль. Интенсивность же отражённого пучка, *непрерывно* возрастая, становится равной интенсивности падающего пучка.

На рисунке 1.64 изображён пучок лучей от источника, помещённого в воде недалеко от поверхности. Бо́льшая интенсивность света показана большей толщиной линии, изображающей соответствующий луч.

Предельный угол полного отражения

Если n_1 — показатель преломления среды, из которой свет выходит, а n_2 — показатель преломления среды, в которую свет входит, причём $n_1 > n_2$, то согласно закону преломления (1.13.4)

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Отсюда

$$\alpha_0 = \arcsin \frac{n_2}{n_1}. \qquad (1.14.1)$$

Если свет переходит из какой-либо среды с показателем преломления n в воздух, показатель преломления которого приближённо можно принять за единицу, то

$$\alpha_0 = \arcsin \frac{1}{n}. \qquad (1.14.2)$$

Из этого равенства можно найти значение предельного угла полного отражения α_0. Для воды (n = 1,33) $\alpha_0 = 48^\circ 35'$, для стекла (n = 1,5) $\alpha_0 = 41^\circ 50'$, для алмаза (n = 2,4) $\alpha_0 = 24^\circ 40'$. Во всех случаях второй средой является воздух.

Наблюдение полного отражения

Явление полного отражения легко наблюдать на простом опыте. Нальём в стакан воду и поднимем его несколько выше уровня глаз. Поверхность воды при рассматривании её снизу сквозь стенку кажется блестящей, словно посеребрённой, вследствие полного отражения света.

Полным отражением объясняется блеск капель росы на солнечном свете, светящиеся фонтаны, блеск («игра») бриллиантов, хрусталя и т. д. Полное отражение можно наблюдать на пузырьках воздуха в воде. Они блестят потому, что падающий на них свет полностью отражается, не попадая внутрь пузырьков. Это особенно заметно, когда пузырьки воздуха скапливаются на стеблях и листьях подводных растений. На солнце листья кажутся блестящими, как ртуть.

Отметим, что полное отражение является более совершенным (более полным), чем отражение от специально изготовляемых металлических зеркал, где всегда происходит частичное поглощение энергии падающего пучка света.

Волоконная оптика

Полное отражение используют в так называемой *волоконной оптике* для передачи света и изображения по пучкам прозрачных гибких волокон — *световодам*.

Световод представляет собой тонкое волокно цилиндрической формы из кварцевого стекла с добавлением германия или бора. Толщина волокон варьируется от 100 мкм до 1 мкм и меньше. За счёт многократного полного отражения свет может быть направлен по любому прямому или изогнутому пути (рис. 1.65). Волокна набираются в жгуты с числом волокон до миллиона.

Создаются волоконные линии связи протяжённостью до сотен километров. Волоконный кабель тоньше телефонного и позволяет передавать одновременно гораздо больше сообщений, чем обычный кабель. Световодные волокна приме-

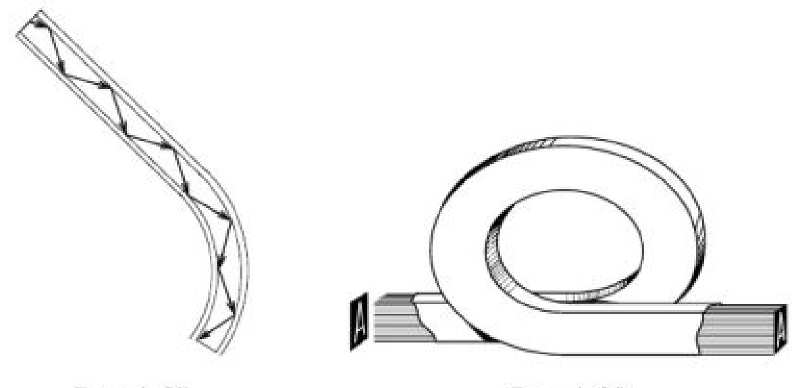


Рис. 1.65 Рис. 1.66

няются для передачи информации внутри ЭВМ и для связи различных ЭВМ друг с другом. Сегодня волоконные кабели широко используются для осуществления высокоскоростного доступа в Интернет.

Перспективна передача телевизионных изображений по волоконному кабелю без разложения изображения на последовательные сигналы. При этом по каждому из волокон передаётся какой-либо элемент изображения (рис. 1.66). Жгуты из волокон (эндоскоп) используются также в медицине для исследования полых внутренних органов: стенок желудка, пищевода, кишок и даже кровеносных сосудов.

§ 1.15. ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНКЕ И ТРЕУГОЛЬНОЙ ПРИЗМЕ

Во многих случаях световой пучок пересекает границы раздела различных сред не один раз. Так бывает, например, когда свет проходит сквозь какое-либо прозрачное тело. В простых случаях это пластинка, преломляющие поверхности которой — параллельные плоскости, или призма.

Ход луча через плоскопараллельную пластинку

На рисунке 1.67 изображена прозрачная пластинка, грани которой MN и M_1N_1 параллельны. Легко показать, что луч AO_1 пучка света, падающего на грань MN пластинки, после двух преломлений выйдет наружу по направлению O_2B, параллельному AO_1.

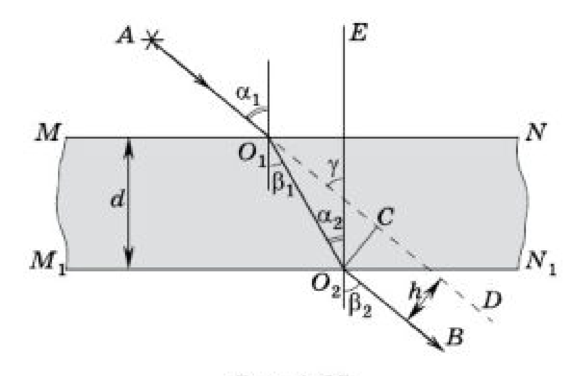


Рис. 1.67

Для преломления в точке O_1 имеем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n, \qquad (1.15.1)$$

где n — абсолютный показатель преломления материала пластинки. Для преломления в точке O_2 закон преломления имеет вид

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = \frac{1}{n}. \qquad (1.15.2)$$

Перемножив почленно выражения (1.15.1) и (1.15.2), получим

$$\frac{\sin \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin \beta_1 \sin \beta_2} = 1.$$

Углы β_1 и α_2 равны как внутренние накрест лежащие, поэтому

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_2} = 1.$$

Отсюда $\sin \alpha_1 = \sin \beta_2$ и $\alpha_1 = \beta_2$. Но $\alpha_1 = \gamma$ (см. рис. 1.67). Следовательно, и $\beta_2 = \gamma$. Углы же β_2 и γ — внешние накрест лежащие при пересечении прямых AD и O_2B прямой O_2E. Поскольку углы эти равны, то $AD \parallel O_2B$.

Таким образом, **при прохождении луча через плоскопараллельную пластинку луч не изменяет своего направления, он только смещается.** Расстояние O_2C (см. рис. 1.67) между продолжением падающего луча и вышедшим лучом представляет собой *смещение* луча.

Найдём зависимость смещения $O_2C = h$ от толщины пластинки d, показателя преломления n и угла падения луча α_1.

Из ΔO_1O_2C находим $h = O_1O_2 \sin(\alpha_1 - \beta_1)$.

Так как $O_1O_2 = \dfrac{d}{\cos \beta_1}$, то

$$h = \frac{d \sin(\alpha_1 - \beta_1)}{\cos \beta_1}.$$

По известным тригонометрическим формулам

$$\frac{\sin(\alpha_1 - \beta_1)}{\cos \beta_1} = \frac{\sin \alpha_1 \cos \beta_1 - \cos \alpha_1 \sin \beta_1}{\cos \beta_1} = \sin \alpha_1 \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos \alpha_1}{\cos \beta_1}\right).$$

Отсюда

$$h = d\sin\alpha_1\left(1 - \frac{1}{n}\sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha_1}{1-\sin^2\beta_1}}\right) = d\sin\alpha_1\left(1 - \sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha_1}{n^2-\sin^2\alpha_1}}\right).$$

При увеличении α_1 числитель подкоренного выражения уменьшается, значит, квадратный корень уменьшается, а значение в скобках возрастает. Синус угла падения при этом тоже возрастает, и h увеличивается. При увеличении n квадратный корень уменьшается, и h возрастает. Наконец, при увеличении d пропорционально возрастает h.

Таким образом, *чем толще пластинка, чем больше угол падения луча и показатель преломления материала пластинки, тем больше смещение* h. Глядя в окно на улицу, мы почти не замечаем смещения (угол падения и толщина стекла малы), зато хорошо замечаем дефекты стекла — изменение толщины и искривление поверхности стекла.

Ход луча через треугольную призму

В оптических приборах часто используется треугольная призма, изготовленная из стекла или других материалов. На рисунке 1.68 изображено сечение стеклянной треугольной призмы плоскостью, перпендикулярной её боковым рёбрам.

Пусть из воздуха на грань AC падает луч SM. В точке M он преломляется на границе воздух — стекло. Угол преломления β меньше угла падения α. На грани CB в точке N луч снова преломляется*, но теперь угол преломления β_1 больше угла падения α_1. Испытав два преломления, луч оба раза отклоняется в одну сторону. **Угол отклонения луча δ** — это угол между входящим и выходящим лучами. Грани призмы, на которых луч испытал преломление, называются **преломляющими гранями**, третья грань называется **основанием** призмы. Двугранный угол φ

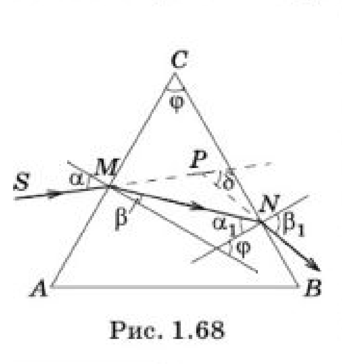


Рис. 1.68

---

*В точке N на грани CB может и не произойти преломления. Если угол α_1 больше предельного угла, то произойдёт полное отражение.

между преломляющими гранями называется **преломляющим углом**.

Угол отклонения луча δ зависит от преломляющего угла φ, показателя преломления n материала призмы и угла падения луча α. Найдём эту зависимость.

Для треугольника MNP угол δ является внешним, поэтому

$$\delta = \angle PMN + \angle PNM,$$

или

$$\delta = (\alpha - \beta) + (\beta_1 - \alpha_1) = \alpha + \beta_1 - (\beta + \alpha_1).$$

Так как

$$\beta + \alpha_1 = \varphi, \qquad (1.15.3)$$

то

$$\delta = \alpha + \beta_1 - \varphi. \qquad (1.15.4)$$

Далее, пользуясь законами преломления, имеем

$$\sin\alpha = n\sin\beta, \qquad (1.15.5)$$

$$\sin\beta_1 = n\sin\alpha_1. \qquad (1.15.6)$$

С помощью уравнений (1.15.3) — (1.15.6), зная преломляющий угол призмы φ и показатель преломления n, мы можем при любом угле падения α вычислить угол отклонения луча δ.

В случае симметричного хода луча в призме, когда луч внутри призмы перпендикулярен биссектрисе преломляющего угла, $\alpha = \beta_1$ и $\beta = \alpha_1$. Тогда $\delta = 2\alpha - \varphi$, а $\varphi = 2\beta$. С учётом этих равенств перепишем закон преломления $\sin\alpha = n\sin\beta$ в следующем виде:

$$\sin\frac{\delta + \varphi}{2} = n\sin\frac{\varphi}{2}.$$

Отсюда

$$\delta = 2\arcsin\left(n\sin\frac{\varphi}{2}\right) - \varphi. \qquad (1.15.7)$$

Можно показать, что угол отклонения минимален именно при симметричном ходе луча.

Ещё более простую форму получит выражение для угла отклонения в случае, когда преломляющий угол φ очень мал, т. е. призма тонкая, и угол α, а следовательно, и β тоже мал.

В этом случае формулы (1.15.5) и (1.15.6) можно заменить выражениями

$$\alpha = n\beta, \ \beta_1 = n\alpha_1.$$

Подставляя эти выражения в формулу (1.15.4) и пользуясь равенством (1.15.3), окончательно получим

$$\delta = n(\beta + \alpha_1) - \varphi = (n - 1)\varphi. \qquad (1.15.8)$$

Отражательные призмы



Широкое применение имеют так называемые *отражательные призмы*. В этих призмах световой луч, войдя в призму, испытывает одно или несколько полных отражений и затем выходит из призмы. Призма на рисунке 1.69 поворачивает пучок света на 90°, что необходимо, например, в *перископе*. Другой случай хода лучей, изображённый на рисунке 1.70, используется в *призматических биноклях*: направление пучка света изменяется на 180° (рис. 1.71). Призма, изображённая на рисунке 1.72, не изменяет направление пучка, но переворачивает изображение (*оборотная призма*). Верхние лучи становятся нижними, и наоборот.

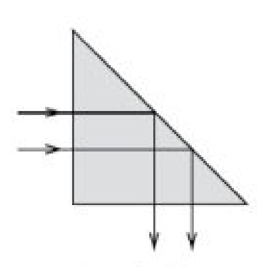


Рис. 1.69

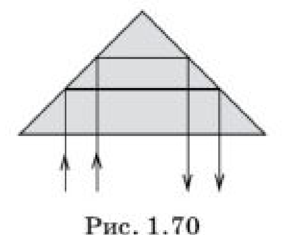


Рис. 1.70

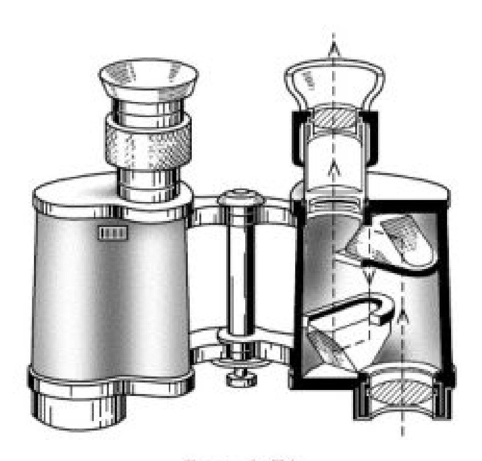


Рис. 1.71

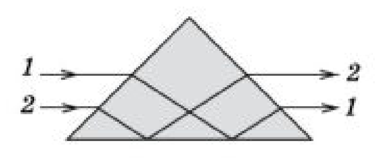


Рис. 1.72

? 1. Как объяснить верхний и нижний миражи с помощью принципа Ферма?
2. Обычно световоды делают из тонких прозрачных нитей, имеющих круглое сечение и состоящих из двух частей — высокопрозрачной сердцевины, чувствительной к внешним воздействиям, и прочной оболочки. Сравните показатели преломления сердцевины и оболочки.
3. Равнобедренная прямоугольная стеклянная призма погружена в воду. Можно ли использовать её в воде так, как показано на рисунках 1.69 и 1.70?
4. На рисунке 1.70 луч выходит из призмы параллельно входящему. Сохранится ли эта параллельность, если угол падения входящего луча будет отличен от нуля?
5. Почему в справочных таблицах указывается значение показателя преломления при определённой температуре?

§ 1.16. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

При решении задач на применение закона преломления света надо знать, кроме самого закона преломления $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$, выражения (1.13.2) для абсолютного показателя преломления вещества и (1.13.3) для относительного показателя преломления двух сред. Особенно внимательным следует быть при решении задач, в которых свет идёт из оптически более плотной среды в оптически менее плотную. При угле падения, большем предельного, происходит только отражение.

Для решения некоторых задач, кроме закона преломления, надо применить и закон отражения света.

Задача 1

Взаимно перпендикулярные лучи идут из воздуха в жидкость. У одного луча угол преломления $\beta_1 = 30°$, у другого — $\beta_2 = 45°$. Найдите показатель преломления n жидкости.

Решение. Обозначим углы падения лучей через α_1 и α_2 (рис. 1.73). Как видно из рисунка, $\alpha_1 + \alpha_2 = 90°$. Запишем закон преломления для лучей *1* и *2*:

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = n; \ \frac{\sin\alpha_2}{\sin\beta_2} = n.$$

Отсюда

$$\sin\alpha_1 = n\sin\beta_1; \ \sin\alpha_2 = n\sin\beta_2.$$

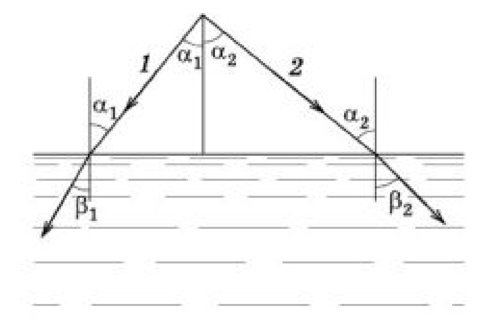


Рис. 1.73

Так как $\alpha_2 = 90° - \alpha_1$, то $\sin\alpha_2 = \sin(90° - \alpha_1) = \cos\alpha_1$. Значит,

$$\cos\alpha_1 = n\sin\beta_2.$$

Учитывая, что $\sin^2\alpha_1 + \cos^2\alpha_1 = 1$, получим

$$n^2\sin^2\beta_1 + n^2\sin^2\beta_2 = 1.$$

Отсюда

$$n = \frac{1}{\sqrt{\sin^2\beta_1 + \sin^2\beta_2}} \approx 1{,}15.$$

Задача 2

Пловец, нырнувший с открытыми глазами, рассматривает из-под воды светящийся предмет, находящийся над его головой на высоте h = 75 см над поверхностью воды. Какова видимая высота H предмета над поверхностью воды? Показатель преломления воды $n = \frac{4}{3}$.

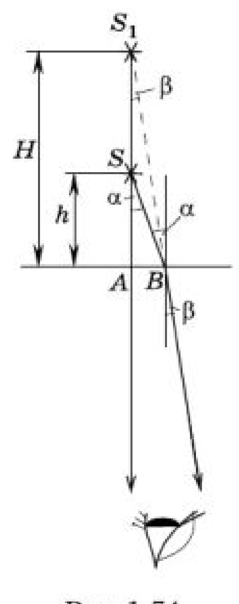


Рис. 1.74

Решение. Построим ход лучей, вышедших из точки S предмета и попавших в глаз наблюдателя (рис. 1.74). Так как наблюдение ведётся по вертикали, один из лучей SA направим перпендикулярно поверхности воды, а другой луч SB — под малым углом α к перпендикуляру. (При больших α лучи не попадут в глаз.) После преломления на поверхности воды лучи идут расходящимся пучком. Вершина этого пучка S_1 представляет собой мнимое изображение точки S.

Угол ASB равен углу падения α (как внутренние накрест лежащие), а угол AS_1B равен углу преломления β (как соответственные при параллельных прямых). Прямоугольные треугольники ASB и AS_1B имеют общий катет AB, который можно выразить через истинную высоту предмета над водой $SA = h$ или через его видимую высоту $S_1A = H$:

$$AB = h\,\mathrm{tg}\,\alpha = H\,\mathrm{tg}\,\beta.$$

Отсюда $\frac{H}{h} = \frac{\mathrm{tg}\,\alpha}{\mathrm{tg}\,\beta}$. Так как углы α и β малы, то

$$\frac{\mathrm{tg}\,\alpha}{\mathrm{tg}\,\beta} \approx \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n.$$

Следовательно, $\frac{H}{h} = n$. Отсюда $H = hn = 1$ м.

Задача 3

Человек с лодки рассматривает дно. Как зависит кажущаяся глубина водоёма h от угла α, образуемого лучом зрения с вертикалью? Действительная глубина водоёма всюду одинакова и равна H.

Решение. В глаз попадают лучи, идущие от произвольной точки дна C узким пучком. Они кажутся глазу выходящими из точки C' (рис. 1.75). Так как $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ весьма малы, то можно записать: $AD = AC\Delta\beta = \frac{H}{\cos\beta}\Delta\beta$, $AD' = AC'\Delta\alpha = \frac{h}{\cos\alpha}\Delta\alpha$.

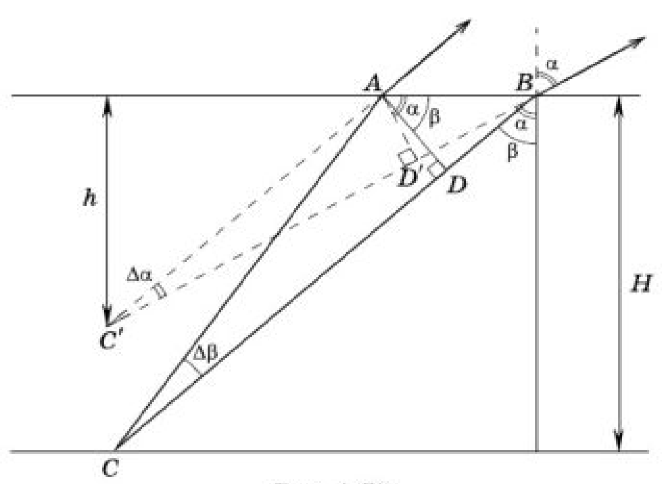


Рис. 1.75

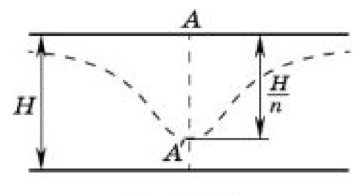


Рис. 1.76

Приравнивая значения AB из треугольников ABD и ABD', имеем

$$\frac{H}{\cos^2\beta}\Delta\beta = \frac{h}{\cos^2\alpha}\Delta\alpha.$$

Используя закон преломления, можно найти отношение $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta}$. Действительно,

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \text{ и } \frac{\sin(\alpha+\Delta\alpha)}{\sin(\beta+\Delta\beta)} = n.$$

Учитывая, что $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ малы, имеем

$$\sin\Delta\alpha \approx \Delta\alpha,\ \sin\Delta\beta \approx \Delta\beta,\ \cos\Delta\alpha \approx \cos\Delta\beta \approx 1.$$

Поэтому последнее равенство можно переписать так:

$$\sin\alpha + \cos\alpha\,\Delta\alpha = n\sin\beta + n\cos\beta\,\Delta\beta.$$

Отсюда $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta} = n\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}$. Подставляя это выражение в соотношение, связывающее H и h, найдём:

$$h = \frac{H\cos^3\alpha}{n\cos^3\beta} = \frac{H}{n}\frac{\cos^3\alpha}{\left(1-\frac{\sin^2\alpha}{n^2}\right)^{3/2}}.$$

При $\alpha = 0$ $h = \frac{H}{n}$, т. е. глубина кажется уменьшенной в n раз. С ростом α h убывает. Примерный вид зависимости кажущейся глубины h от угла α изображён на рисунке 1.76. Глаз наблюдателя находится над точкой A' дна водоёма.

Задача 4

В стекле с показателем преломления $n_1 = 1{,}5$ имеется сферическая полость радиусом $R = 4{,}5$ см, заполненная водой. Показатель преломления воды $n_2 = \frac{4}{3}$. На полость падает параллельный пучок световых лучей. Определите радиус r светового пучка, проникающего в полость.

Решение. Если лучи падают из стекла на сферическую полость, заполненную водой, под углом, большим предельного, то они испытают полное отражение и в полость не попадут. Предельный угол полного отражения в данном случае определяется выражением

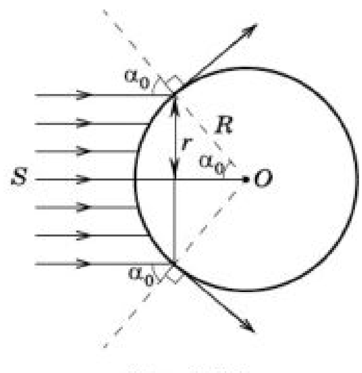


Рис. 1.77

$$\sin\alpha_0 = \frac{n_2}{n_1}.$$

Угол падения лучей на сферическую поверхность изменяется от 0 до 90°. На каком-то расстоянии r от оси пучка SO (рис. 1.77) угол падения достигает значения предельного угла α_0. Расстояние r и есть радиус светового пучка, проникающего в полость. Из рисунка 1.77 находим

$$r = R\sin\alpha_0 = R\frac{n_2}{n_1} = 4{,}0 \text{ см}.$$

Задача 5

Толстая пластина сделана из прозрачного материала, показатель преломления которого изменяется от значения n_1 на верхней грани до значения n_2 на нижней грани. Луч входит в пластину под углом α. Под каким углом он выйдет из пластины?

Решение. Разобьём пластину на множество тонких пластинок столь малой толщины, что в пределах каждой пластинки показатель преломления можно считать постоянной величиной (рис. 1.78).

Предположим, что луч входит в пластину из среды с показателем преломления n_0, а выходит из пластины в среду с показателем преломления n_3.

Тогда согласно закону преломления

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_1}{n_0},\ \frac{\sin\beta}{\sin\gamma} = \frac{n'}{n_1},\ \frac{\sin\gamma}{\sin\delta} = \frac{n''}{n'} \text{ и т. д.}$$

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\xi} = \frac{n_2}{n^{(n)}},\ \frac{\sin\xi}{\sin\chi} = \frac{n_3}{n_2}.$$

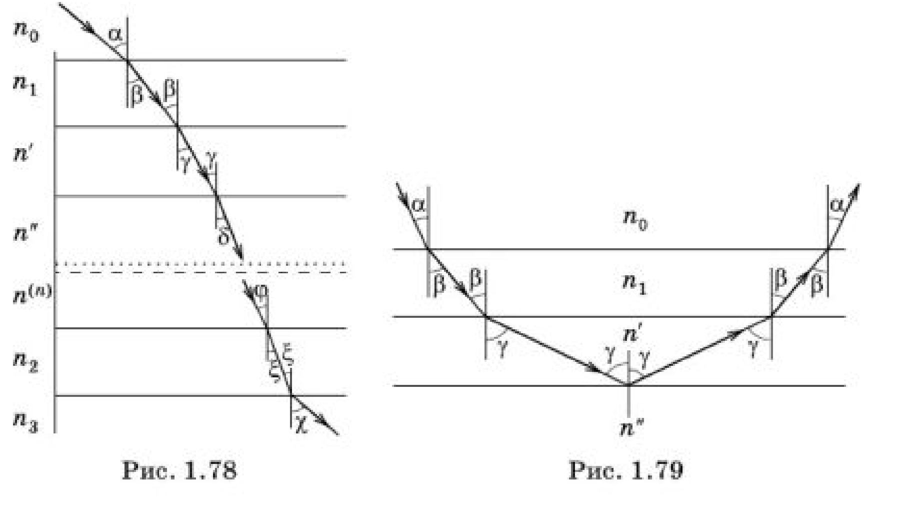


Рис. 1.78

Рис. 1.79

Перемножив почленно эти равенства, получим

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\chi} = \frac{n_3}{n_0}.$$

Следовательно, угол, под которым луч выйдет из пластины,

$$\chi = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_3}\sin\alpha\right)$$

зависит только от угла падения луча на пластину и от показателей преломления сред по обеим сторонам пластины. В частности, если $n_3 = n_0$, то $\chi = \alpha$.

Если где-либо внутри пластины показатель преломления достигнет значения $n = n_0\sin\alpha$, то произойдёт полное отражение. В этом случае луч выйдет из пластины в среду под тем же углом α, под которым он вошёл в пластину (рис. 1.79).

Задача 6

Стороны призмы $ABCD$, изготовленной из стекла с показателем преломления n, образуют двугранные углы: $\angle A = 90°$; $\angle B = 75°$; $\angle C = 135°$; $\angle D = 60°$. Луч света падает на грань AB и после полного отражения от грани BC выходит через грань AD. Найдите угол падения α луча на грань AB, если известно, что луч, вышедший из призмы, перпендикулярен падающему лучу.

Решение. По условию задачи луч падающий и луч, прошедший через призму, взаимно перпендикулярны. Следовательно, $\varphi = \alpha$, а также $\gamma = \beta$ (рис. 1.80). Сумма углов четырёхугольника $AKMN$ равна 360°. Поэтому $\angle KMN = 90°$ и луч KM падает на грань BC под углом 45°. Зная углы треугольника KBM, нетрудно найти, что $\beta = 30°$. По закону преломления $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$. Следовательно,

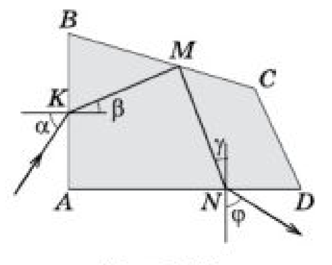


Рис. 1.80

$$\sin\alpha = 0{,}5n \text{ и } \alpha = \arcsin(0{,}5n).$$

Так как полное отражение под углом 45° наблюдается только при $n \geqslant \sqrt{2}$, то угол α лежит в пределах от 45 до 90°.

Упражнение 3

1. Свет, падающий из воздуха на стеклянную пластинку, отражается от неё под углом $\gamma = 60°$ и преломляется (в пластинке) под углом $\beta = 30°$. Определите скорость света в пластинке.
2. На нижнюю поверхность горизонтальной плоскопараллельной пластины с показателем преломления $n = 1{,}5$ нанесли чёрную точку. Наблюдатель, смотрящий сверху, видит эту точку на расстоянии $l = 2$ см от верхней поверхности. Определите толщину пластины.
3. При падении на плоскую границу двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 световой пучок частично отражается, частично преломляется. При каком угле падения α отражённый луч перпендикулярен преломлённому лучу?
4. Кубический сосуд с непрозрачными стенками расположен так, что глаз наблюдателя не видит его дна, но полностью видит стенку CD (рис. 1.81). До какого уровня h следует налить воду в сосуд, чтобы наблюдатель смог увидеть точку F, находящуюся на ребре AD на расстоянии $b = 10$ см от вершины D? Показатель преломления воды $n = 4/3$.

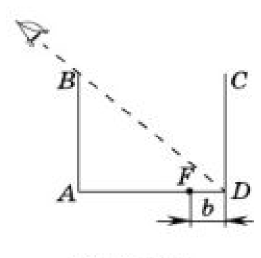


Рис. 1.81

5. Столб вбит в дно водоёма так, что его верхняя часть возвышается над поверхностью воды на $h = 1,0$ м. Определите длину тени столба на дне водоёма, если высота Солнца над горизонтом $\varphi = 30°$, глубина водоёма $H = 2,0$ м, показатель преломления воды $n = 4/3$.

6. На поверхности озера находится круглый плот, радиус которого $R = 8$ м. Глубина озера $h = 2$ м. Определите радиус полной тени от плота на дне озера при освещении воды рассеянным светом. Показатель преломления воды $n = 4/3$.

7. Точечный источник света находится в воде на глубине $h = 1$ м. Непрозрачный круг какого радиуса R должен плавать над источником на поверхности воды, чтобы источник света сверху был невидим?

8. Луч света, идущий из воды в воздух, претерпевает полное отражение от поверхности воды. Выйдет ли луч в воздух, если на поверхность воды налить слой жидкости с показателем преломления, большим показателя преломления воды?

9. Узкий параллельный пучок света падает на плоскопараллельную стеклянную пластинку под углом α ($\sin\alpha = 0,8$). Вышедший из пластинки пучок оказался смещённым относительно продолжения падающего пучка на расстояние $d = 2$ см. Какова толщина h пластинки, если показатель преломления стекла $n = 1,7$?

10. На стеклянную плоскопараллельную пластинку падает узкий пучок света под углом α. Световой пучок частично отражается от верхней поверхности, частично проходит внутрь пластинки, снова отражается от нижней поверхности и затем выходит через верхнюю. Найдите угол φ выхода пучка и длину l пути, пройденного преломлённым лучом в пластинке. Толщина пластинки d, показатель преломления стекла n.

11. Плоскопараллельная пластинка толщиной $d = 5$ см посеребрена с нижней стороны. Луч падает на верхнюю поверхность пластинки под углом $\alpha = 30°$. Свет частично отражается, частично преломляется и проходит в пластинку, отражаясь от её нижней поверхности. Затем луч вторично преломляется и выходит в воздух параллельно первому отражённому лучу. Определите показатель преломления n материала пластинки, если расстояние между двумя параллельными лучами $l = 2,5$ см.

12. Луч света падает на стеклянную призму с преломляющим углом $\varphi = 41°$ и показателем преломления $n = 1{,}5$. Угол падения при входе луча в призму $\alpha = 22°$. Определите угол преломления луча при выходе из призмы. На какой угол отклонится луч от первоначального направления, пройдя сквозь призму?

13. Луч света выходит из призмы под тем же углом, под каким входит в призму, причём отклоняется от первоначального направления на угол $\delta = 15°$. Преломляющий угол призмы $\varphi = 45°$. Найдите показатель преломления вещества призмы.

14. Преломляющий угол стеклянной призмы 60°. Под каким углом лучи должны падать на призму, чтобы выходить из неё, скользя вдоль поверхности противоположной грани? Показатель преломления стекла 1,6.

15. Сечение стеклянной призмы имеет форму равностороннего треугольника. Луч падает на одну из граней перпендикулярно ей. Найдите угол между направлениями падающего луча и луча, вышедшего из призмы. Показатель преломления стекла 1,5.

16. Сечение стеклянной призмы имеет форму равнобедренного треугольника. Одна из равных граней посеребрена. Луч падает нормально на другую, не посеребрённую грань и после двух отражений выходит через основание призмы перпендикулярно ему (рис. 1.82). Найдите углы призмы.

17. У призмы с преломляющим углом $\varphi = 30°$ одна грань посеребрена. Луч, падающий на другую грань под углом $\alpha = 45°$, после преломления и отражения от посеребрённой грани вернулся назад по прежнему направлению. Чему равен показатель преломления материала призмы?




Рис. 1.82

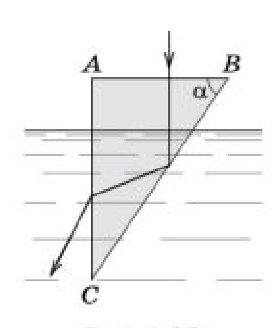


Рис. 1.83

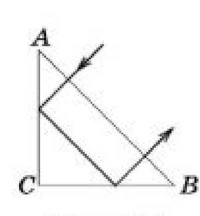


Рис. 1.84

18. В воду опущен прямоугольный стеклянный клин. Показатель преломления стекла $n_1 = 1,5$. При каких значениях угла α (рис. 1.83) луч света, падающий нормально на грань AB, испытав полное отражение от грани BC, достигнет грани AC?

19. При каких значениях показателя преломления материала прямоугольной призмы возможен ход луча, изображённый на рисунке 1.84? Сечение призмы — равнобедренный прямоугольный треугольник; луч падает на грань AB нормально.

20. Луч света входит в стеклянную призму под углом α и выходит из призмы в воздух под углом β, причём, пройдя призму, отклоняется от первоначального направления на угол δ. Найдите преломляющий угол призмы φ и показатель преломления материала, из которого она сделана.

21. Определите положение изображения S' точечного источника света S (расстояние SS'), расположенного на высоте h над поверхностью воды. Вода налита в сосуд с плоским зеркальным дном. Расстояние от дна до поверхности воды d. Показатель преломления воды $n = 4/3$. Изображение рассматривается перпендикулярно поверхности воды.

22. Если лист бумаги полить канцелярским клеем или водой, то сквозь бумагу можно прочесть текст, напечатанный на другой стороне листа. Объясните почему.

---

1. Подготовьте реферат на тему «Полное отражение: техника и медицина».

2. Каково происхождение слова «рефракция»?

§ 1.17. ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

До сих пор мы рассматривали преломление света на плоской границе двух прозрачных сред. Однако важные практические применения имеют прозрачные тела, ограниченные сферическими поверхностями. Такие поверхности наиболее просты в изготовлении.

Как же происходит преломление световых лучей при переходе их из одной прозрачной среды в другую, если граница между средами имеет вид сферы? Для ответа на этот вопрос

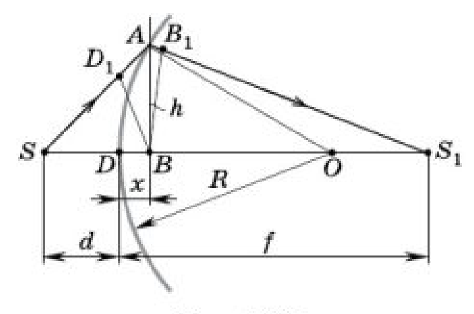


Рис. 1.85

вместо закона преломления используем принцип Ферма, из которого он следует.

Пусть точечный источник света S расположен в первой среде на расстоянии d от выпуклой сферической поверхности — границы между средами (рис. 1.85). Радиус сферы обозначим через R. Точка O является центром сферы. Показатель преломления второй среды относительно первой обозначим буквой n. Это значит, что скорость распространения света в первой среде в n раз больше скорости распространения света во второй среде.

Найдём, на каком расстоянии f от сферы находится точка S_1, в которой соберётся узкий пучок лучей, идущих от источника S вблизи нормали (перпендикуляра) SD к сферической границе раздела между прозрачными средами. (Такой пучок называют **параксиальным**.) Согласно принципу Ферма это расстояние определяется условием, что время распространения света по прямолинейному пути SDS_1 равно (приближённо) времени распространения света по произвольно выбранной траектории SAS_1, если только луч SA принадлежит параксиальному пучку, вышедшему из источника S*.

Из точки A опустим на прямую SS_1 перпендикуляр AB. Его длину обозначим h. Так как мы рассматриваем параксиальный пучок лучей, то $h \ll d$, $h \ll f$ и $h \ll R$. Расстояние DB

---

*Лучи, вышедшие из точечного источника S, после преломления на сферической поверхности не будут собираться в одной точке. Это связано с тем, что только поверхность очень сложной формы может обеспечить совершенно одинаковое время распространения света от S к S_1 по всевозможным траекториям. Такую поверхность сделать очень трудно, и её даже не пытаются изготовить. Хотя сферическая поверхность и не фокусирует всех лучей, но узкий пучок лучей, идущих вблизи перпендикуляра к поверхности, собирается практически в одной точке.

обозначим через x. На луче SA отложим отрезок $SD_1 = d + x$, а на луче AS_1 — отрезок $S_1B_1 = f - x$. Тогда, идя по траектории SAS_1, свет пройдёт лишний путь $\Delta_1 = D_1A$ в первой среде и $\Delta_2 = AB_1$ во второй среде по сравнению с траекторией вдоль прямой SS_1. Но зато на прямолинейной траектории свет пройдёт во второй среде путь, на $x - \Delta_2$ больший, чем в случае, когда он идёт по траектории SAS_1. Запаздывание света во второй среде на пути $x - \Delta_2$ должно быть таким же, как запаздывание в первой среде на пути Δ_1 плюс запаздывание во второй среде на пути Δ_2. (При $x \leqslant \Delta_2$ такая компенсация, очевидно, невозможна.)

Найдём пути Δ_1, Δ_2 и x.

Из прямоугольного треугольника SAB имеем

$$AB^2 = SA^2 - SB^2,$$

или

$$h^2 = (d + x + \Delta_1)^2 - (d + x)^2 =$$
$$= (d + x + \Delta_1 + d + x)(d + x + \Delta_1 - d - x) =$$
$$= (2d + 2x + \Delta_1)\Delta_1.$$

Так как $x \ll d$ и $\Delta_1 \ll d$, то $h^2 \approx 2d\Delta_1$ и $\Delta_1 \approx \frac{h^2}{2d}$.

Аналогично из прямоугольного треугольника ABS_1 найдём, что

$$\Delta_2 \approx \frac{h^2}{2f}.$$

Наконец, из прямоугольного треугольника ABO можно получить уравнение для определения x:

$$h^2 = R^2 - (R - x)^2.$$

Отсюда $x \approx \frac{h^2}{2R}$.

Если скорость света в первой среде равна υ_1, а скорость света во второй среде равна υ_2, то путь Δ_1 свет в первой среде пройдёт за время

$$\tau_1 = \frac{\Delta_1}{\upsilon_1} = \frac{h^2}{2d\upsilon_1},$$

а путь Δ_2 во второй среде свет пройдёт за время

$$\tau_2 = \frac{\Delta_2}{\upsilon_2} = \frac{h^2}{2f\upsilon_2}.$$

На отрезке x запаздывание света, вызванное тем, что он идёт во второй среде, а не в первой, равно разности времён прохождения светом пути x во второй и в первой средах:

$$\tau = \frac{x}{v_2} - \frac{x}{v_1} = \frac{x}{v_1}\left(\frac{v_1}{v_2} - 1\right) = \frac{x}{v_1}(n-1) = \frac{h^2(n-1)}{2Rv_1}.$$

Для фокусировки лучей время прохождения света от точки S до точки S_1 по всем траекториям должно быть одинаково. Следовательно, $\tau_1 + \tau_2 = \tau$.

Подставляя сюда выражения для τ_1, τ_2 и τ и сокращая затем на общий множитель $\frac{h^2}{2}$, получим уравнение

$$\frac{1}{d} + \frac{n}{f} = \frac{n-1}{R}. \qquad (1.17.1)$$

В полученное уравнение не входит величина h; существенно лишь, чтобы h было мало. Это значит, что все приосевые лучи пересекаются после преломления в одной точке S_1, которая является изображением источника S.

Пользуясь уравнением (1.17.1), можно определить положение изображения S_1 (расстояние f), если известны относительный показатель преломления n и радиус сферы R.

В частном случае, когда $d \to \infty$ (пучок состоит из параллельных лучей), положение точки, в которой сходятся лучи (фокус), определяется по формуле

$$F = \frac{Rn}{n-1}. \qquad (1.17.2)$$

Рассмотрим случай, когда $d < \frac{R}{n-1}$. Из формулы (1.17.1) следует, что при этом $f < 0$. Это значит, что точка S_1 должна быть не справа от сферической поверхности, а слева от неё. Но лучи, падающие на сферическую поверхность, очевидно, не могут пересекаться перед этой поверхностью. Пересекаться перед поверхностью могут лишь их продолжения (рис. 1.86), т. е. изображение S' является мнимым. Мнимому изображению источника соответствует отрицательное значение величины f в формуле (1.17.1).

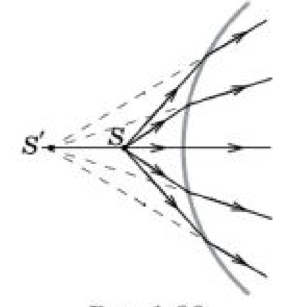


Рис. 1.86

§ 1.18. ЛИНЗА

В предыдущем параграфе мы рассмотрели случай, когда изображение получалось после однократного преломления лучей на сферической поверхности. Чаще, однако, приходится иметь дело с прозрачными телами, ограниченными также и с другой стороны.

Прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями, называют линзой*.

Виды линз

Линза может быть ограничена двумя выпуклыми сферическими поверхностями (двояковыпуклая линза, рис. 1.87, *а*), выпуклой сферической поверхностью и плоскостью (плосковыпуклая линза, рис. 1.87, *б*), выпуклой и вогнутой сферическими поверхностями (вогнуто-выпуклая линза, рис. 1.87, *в*). Эти линзы посередине толще, чем у краёв, и все они называются **собирающими** или **выпуклыми**.

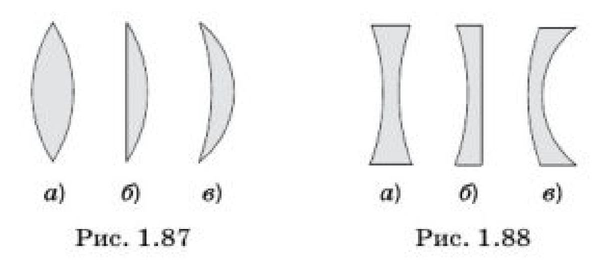


Рис. 1.87 Рис. 1.88

Линзы, которые посередине тоньше, чем у краёв, называются **вогнутыми**. На рисунке 1.88 изображены три вида вогнутых линз: двояковогнутая (рис. 1.88, *а*), плоско-вогнутая (рис. 1.88, *б*) и выпукло-вогнутая (рис. 1.88, *в*).

Тонкая линза

Мы будем рассматривать наиболее простой случай, когда толщина линзы $l = AB$ (рис. 1.89) пренебрежимо мала по сравнению с радиусами R_1 и R_2 поверхностей линзы и рас-

---

*Одна из поверхностей, разумеется, может быть плоской, так как плоскую поверхность можно рассматривать как сферическую с бесконечным радиусом кривизны.

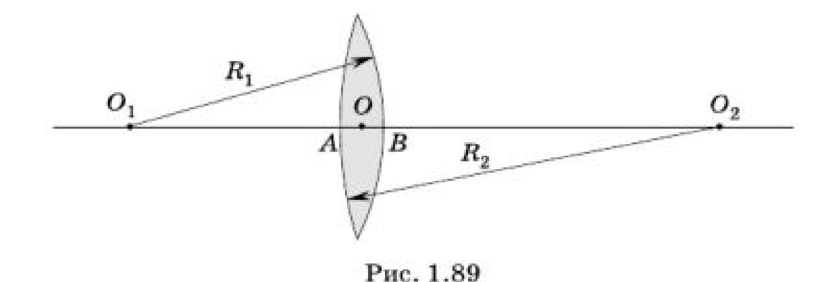


Рис. 1.89

стоянием предмета от линзы. Такую линзу называют **тонкой**. В дальнейшем, говоря о линзе, мы *всегда будем подразумевать только тонкую линзу.*

Точки A и B — вершины сферических сегментов — в тонкой линзе расположены столь близко друг к другу, что их можно принять за одну точку, которую называют **оптическим центром** линзы и обозначают обычно буквой O. Луч света, который проходит через оптический центр линзы, практически не преломляется. Объясняется это просто. Центральная область тонкой линзы возле оптического центра может с большой степенью точности быть принята за плоскопараллельную пластинку. Луч света, проходя через эту область, своего направления не меняет (см. § 1.15), а лишь несколько смещается. Но если угол падения луча невелик (параксиальные лучи) и линза достаточно тонка, то смещением луча можно пренебречь и считать, что он проходит через линзу, не меняя своего направления.

Прямую O_1O_2, проходящую через центры сферических поверхностей, которые ограничивают линзу, называют её **главной оптической осью**. Ясно, что главная оптическая ось тонкой линзы проходит через её оптический центр. Любую другую прямую, проходящую через оптический центр, называют **побочной оптической осью** (рис. 1.90).



Рис. 1.90

Изображение в линзе

Подобно зеркалу, линза создаёт изображения источников света. Это означает, что свет, исходящий из какой-либо точки предмета (источника), после преломления в линзе снова собирается в одну точку (изображение), независимо от того, через какую часть линзы прошли лучи. Если по выходе из линзы лучи сходятся, то они образуют *действительное* изображение. В случае же, когда прошедшие через линзу лучи расходятся, пересекаются в одной точке не сами эти лучи, а их продолжения. Изображение в этом случае *мнимое*. Заметим, что лучи или их продолжения будут пересекаться практически в одной точке, если они образуют малые углы с главной оптической осью. Все дальнейшие расчёты мы будем производить только для таких лучей.

Формула линзы

Найдём связь между расстоянием d от светящейся точки до линзы, расстоянием f от изображения этой точки до линзы, показателем преломления n материала линзы относительно окружающей линзу среды и радиусами кривизны R_1 и R_2 поверхностей, ограничивающих линзу. Сделаем это сначала для двояковыпуклой линзы* (рис. 1.91).

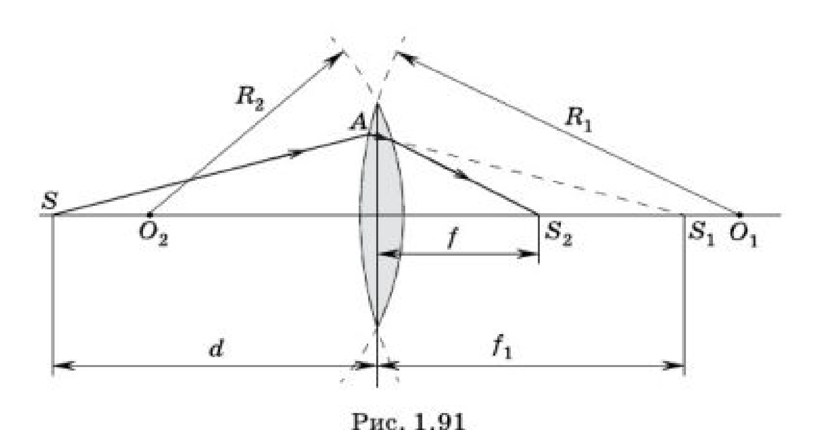


Рис. 1.91

*При выводе формулы линзы можно было бы непосредственно использовать принцип Ферма. Но проще дважды применить формулу (1.17.1).

После преломления светового луча, вышедшего из точки S, первой поверхностью он пойдёт в направлении AS_1. Если бы не было второй поверхности, то изображение точки S оказалось бы в точке S_1 на расстоянии f_1 от линзы, определяемом уравнением

$$\frac{1}{d} + \frac{n}{f_1} = \frac{n-1}{R_1}. \qquad (1.18.1)$$

Но в действительности свет преломляется ещё раз на второй сферической поверхности, и изображение, даваемое линзой, оказывается в точке S_2 на оптической оси на расстоянии f от линзы.

Воспользуемся обратимостью световых лучей. Если поместить источник в точку S_2, то после преломления на сферической поверхности радиусом R_2 лучи пойдут так, что их продолжения пересекутся в точке S_1, давая мнимое изображение источника. Используя формулу (1.17.1) и учитывая, что S_1 — мнимое изображение точки S_2, мы можем записать уравнение

$$\frac{1}{f} - \frac{n}{f_1} = \frac{n-1}{R_2}. \qquad (1.18.2)$$

Складывая почленно уравнения (1.18.1) и (1.18.2), получим

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right). \qquad (1.18.3)$$

Эта формула называется **формулой тонкой линзы**. Она выведена нами для двояковыпуклой линзы.

Но такие же рассуждения можно провести и для случаев, когда ограничивающая линзу поверхность является вогнутой или плоской. В случае вогнутой поверхности соответствующий член $\frac{1}{R}$ входит в формулу (1.18.3) со знаком «минус». Плоская поверхность соответствует бесконечному радиусу кривизны, так что для неё $\frac{1}{R} = 0$.

Знак правой части формулы (1.18.3) определяет оптические свойства линзы. При положительной правой части линза является собирающей, при отрицательной — рассеивающей. У двояковыпуклой стеклянной линзы, находящейся в воздухе, $(n-1) > 0$ и $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) > 0$. Она поэтому является

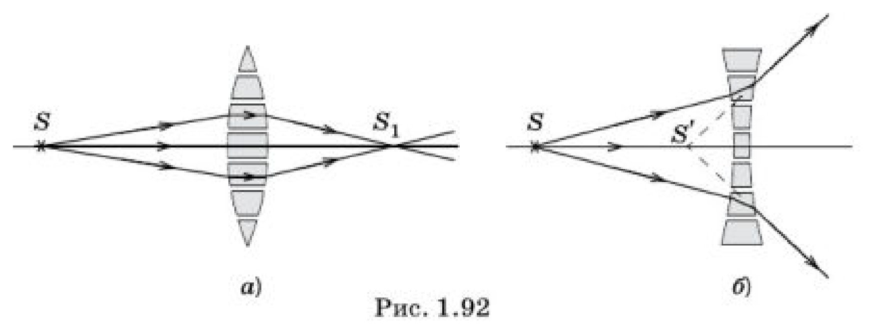


Рис. 1.92

собирающей. Это можно объяснить так. Толщина двояковыпуклой линзы увеличивается от краёв к середине. Такую линзу схематично можно представить как совокупность стеклянных призм (рис. 1.92, *а*). Каждая призма отклоняет лучи к основанию. Все лучи, идущие через линзу, отклоняются в сторону её главной оптической оси. Параллельный или слабо расходящийся пучок собирается в одну точку.

У двояковыпуклой воздушной линзы в стекле $(n - 1) < 0$, а $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) > 0$. Это рассеивающая линза. Она отклоняет параллельный пучок от оси («рассеивает» его).

У двояковогнутой стеклянной линзы, находящейся в воздухе, $(n - 1) > 0$, а $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) < 0$. Следовательно, эта линза рассеивающая. Её тоже можно представить как совокупность стеклянных призм (рис. 1.92, *б*).

§ 1.19. ФОКУСНОЕ РАССТОЯНИЕ И ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА ЛИНЗЫ

Введём понятие фокуса линзы и вычислим фокусное расстояние.

Фокусы и фокусное расстояние

Из формулы (1.18.3) следует, что при удалении источника от линзы изображение приближается к линзе. Когда же источник удалится настолько, что лучи от него, падающие на линзу, можно считать параллельными $\left(d \to \infty \text{ или } \frac{1}{d} \to 0\right)$,

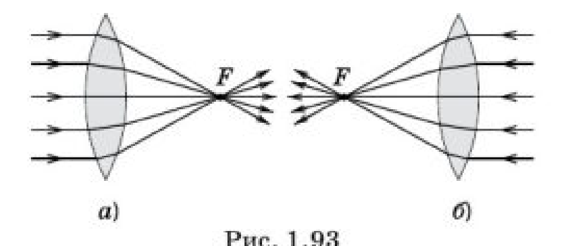


Рис. 1.93

изображение окажется в точке, расстояние до которой определится из уравнения

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right).$$

Эту точку называют **главным фокусом** линзы и обозначают буквой F (рис. 1.93, *а*)*.

Главным фокусом линзы называют точку, в которой пересекаются после преломления линзой лучи, падающие на неё параллельно главной оптической оси.

Лучи, параллельные главной оптической оси, можно направить на линзу и с противоположной стороны. Точка, в которой они сойдутся, пройдя линзу, является другим главным фокусом (рис. 1.93, *б*).

Следовательно, у линзы два главных фокуса. В однородной среде они располагаются по обе стороны линзы на одинаковом расстоянии от неё. Это расстояние называется **фокусным расстоянием** линзы и также обозначается буквой F:

$$F = \frac{1}{(n - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}. \qquad (1.19.1)$$

Отрицательное значение F (рассеивающая линза) означает, что фокус мнимый, т. е. лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси, после преломления пойдут расходящимся пучком. В главном мнимом фокусе сойдутся не сами преломлённые лучи, а их продолжения (рис. 1.94, *а*). У рассеивающей линзы тоже два фокуса. Второй мнимый

---

*Так как ход световых лучей обратим, то, поместив источник в главный фокус линзы, мы получим после преломления параллельный пучок лучей.

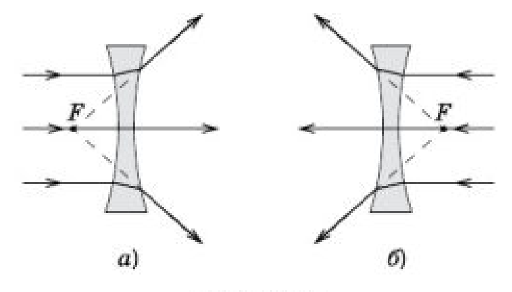


Рис. 1.94

главный фокус находится по другую сторону линзы на таком же расстоянии, если среда по обе стороны линзы одна и та же (рис. 1.94, *б*).

Фокальная плоскость

Плоскость, проведённая через главный фокус линзы перпендикулярно главной оптической оси, называется **фокальной плоскостью** линзы. Так как у линзы два главных фокуса, то линза имеет и две фокальные плоскости, расположенные по обе стороны линзы (рис. 1.95).

Фокальная плоскость обладает замечательным свойством. Когда на собирающую линзу падает пучок лучей, параллельных какой-либо побочной оптической оси, то после преломления в линзе он сходится на соответствующей по-

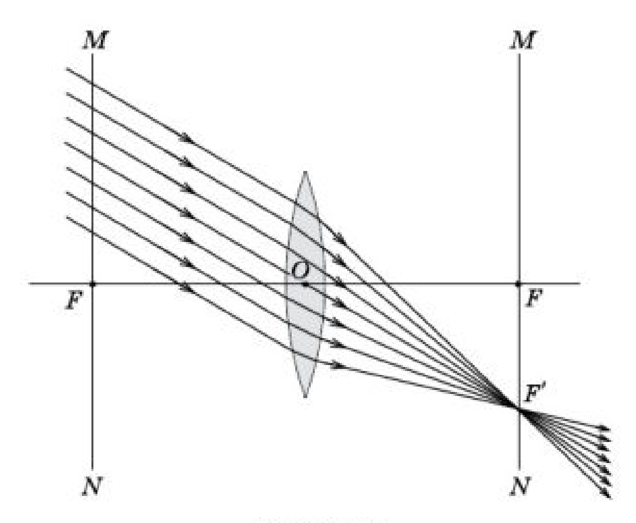


Рис. 1.95

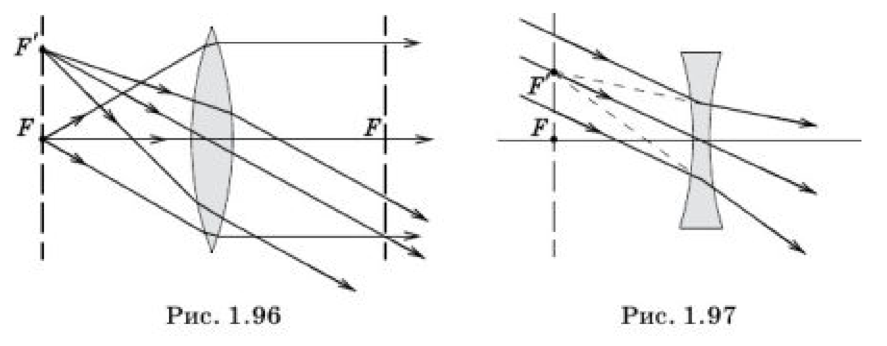


Рис. 1.96 Рис. 1.97

бочной оптической оси в точке F' её пересечения с фокальной плоскостью (см. рис. 1.95). Если же в точке F', взятой на фокальной плоскости, поместить точечный источник света, то после преломления в линзе мы получим параллельные лучи (рис. 1.96).

Лучи, падающие параллельно побочной оси на рассеивающую линзу, расходятся так, что их продолжения сходятся на побочной оси в точке её пересечения F' с фокальной плоскостью (рис. 1.97). Фокальная плоскость рассеивающей линзы является мнимой. Этих плоскостей у линзы тоже две.

Оптическая сила линзы

Величину, обратную главному фокусному расстоянию, называют оптической силой линзы. Её обозначают буквой D:

$$D = \frac{1}{F}. \qquad (1.19.2)$$

Чем ближе к линзе лежат её фокусы, тем сильнее линза преломляет лучи, собирая или рассеивая их, и тем больше абсолютное значение оптической силы линзы.

Оптическую силу линз выражают, как и оптическую силу сферических зеркал, в диоптриях (дптр). Оптической силой в 1 дптр обладает линза с фокусным расстоянием 1 м.

Используя понятие фокусного расстояния или понятие оптической силы, можно формулу тонкой линзы записать значительно проще:

$$\boxed{\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F},} \qquad (1.19.3)$$

или

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = D. \qquad (1.19.4)$$

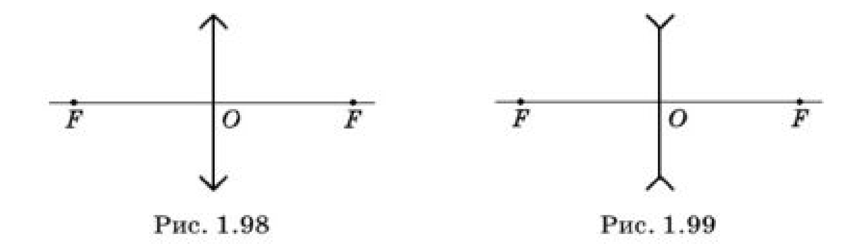


Рис. 1.98　　　　Рис. 1.99

Таким образом, зная расстояние от источника до линзы и фокусное расстояние (положения фокусов), можно определить расстояние до изображения, не прибегая к рассмотрению хода лучей внутри линзы. В связи с этим отпадает надобность изображать на чертеже точный вид сферических поверхностей линзы. Собирающую линзу представляют символом, показанным на рисунке 1.98, а рассеивающую — символом, показанным на рисунке 1.99.

Правило знаков при использовании формулы тонкой линзы

При использовании формулы (1.19.3) знаки перед членами ставятся по тому же принципу, как и в случае сферического зеркала. Если линза собирающая, то её фокус действительный и перед членом $\frac{1}{F}$ ставится знак «плюс».

В случае рассеивающей линзы перед этим членом ставится знак «минус». Перед членом $\frac{1}{f}$ ставится знак «плюс», если изображение действительное, и знак «минус», если изображение мнимое.

В том случае, когда F или f неизвестны, перед членами $\frac{1}{F}$ или $\frac{1}{f}$ ставится знак «плюс».

Если в результате вычислений фокусного расстояния или расстояния до изображения получается отрицательная величина, то это означает, что фокус или изображение является мнимым*.

---

* Сказанное относится и к величине d. Мнимым источником называют точку, где сходятся продолжения лучей, падающих на линзу сходящимся пучком. Для мнимого источника $d < 0$.

§ 1.20. ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ТОНКОЙ ЛИНЗЕ. УВЕЛИЧЕНИЕ ЛИНЗЫ

Нам уже известно, что все лучи, вышедшие из какой-либо точки предмета, пройдя сквозь линзу, пересекаются также в одной точке. Именно благодаря этому свойству тонкая линза даёт изображение любой точки предмета, а следовательно, и всего предмета в целом.

Построение изображений в тонкой линзе

Для построения изображений, получаемых с помощью собирающей линзы, фокусы и оптический центр которой заданы, мы преимущественно будем пользоваться тремя видами «удобных» лучей. Как было выяснено в предыдущем параграфе, лучи, параллельные главной оптической оси, преломившись в линзе, проходят через её фокус. Из обратимости хода лучей следует, что лучи, идущие к линзе через её фокус, после преломления пойдут параллельно главной оптической оси. Наконец, лучи, проходящие через оптический центр линзы, не меняют своего направления. Они лишь испытывают параллельное смещение, которое в случае тонкой линзы невелико, так что им можно пренебречь.

Построим изображение предмета AB (рис. 1.100). Чтобы найти изображение точки A, направим луч AC параллельно главной оптической оси. После преломления он пойдёт через фокус линзы. Другой луч — AD можно направить через фокус. После преломления он пойдёт параллельно главной оптической оси. В точке пересечения этих двух преломлённых лучей будет находиться изображение A_1 точки A. Так же можно построить и все остальные точки изображения. Не

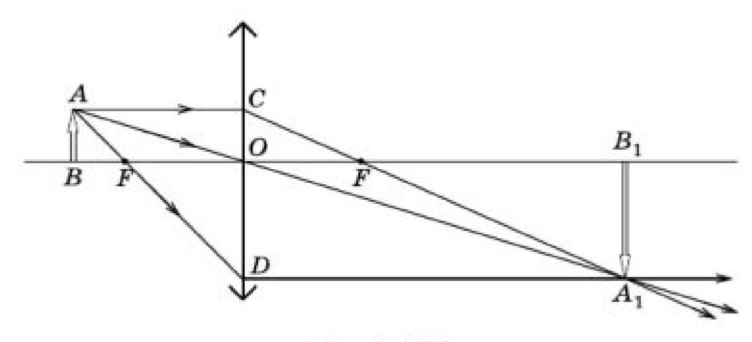


Рис. 1.100

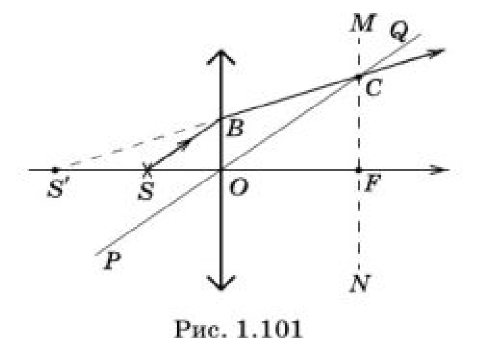


Рис. 1.101

следует только думать, что изображение создаётся двумя или тремя лучами; оно создаётся всем бесчисленным множеством лучей, вышедших из точки A и собравшихся в точке A_1. В частности, в точку A_1 попадает луч AOA_1, прошедший через оптический центр O линзы. Таким образом, для построения изображения точки можно использовать любые два из трёх «удобных» лучей, ход которых через линзу известен: 1) луч, проходящий через оптический центр; 2) луч, падающий на линзу параллельно главной оптической оси; 3) луч, проходящий через фокус.

Рассмотрим ещё случай, когда необходимо построить изображение точки, расположенной на главной оптической оси. Трудность заключается в том, что все три «удобных» луча сливаются в один, совпадающий с главной оптической осью. Поэтому возникает необходимость определить ход произвольного луча SB (рис. 1.101), попавшего на линзу в точке B. Для построения преломлённого луча проведём побочную оптическую ось PQ, параллельную лучу SB. Затем построим фокальную плоскость MN и найдём точку C пересечения фокальной плоскости с побочной оптической осью. Через эту точку пройдёт преломлённый луч BC. Таким образом, построен ход двух лучей, выходящих из точки S. После преломления в линзе эти лучи расходятся. Изображение S' точки является мнимым, так как в ней сходятся продолжения преломлённых лучей.

Увеличение линзы

Изображение, даваемое линзой, обычно отличается своими размерами от предмета. Так же как и в случае сферических зеркал, различие размеров предмета и изображения характеризуется *увеличением*.

Линейным увеличением называют отношение линейного размера изображения к линейному размеру предмета.

Для нахождения линейного увеличения обратимся снова к рисунку 1.100. Если высота предмета AB равна h, а высота изображения A_1B_1 равна H, то

$$\Gamma = \frac{H}{h}$$

есть *линейное увеличение.*

Из подобия треугольников OAB и OA_1B_1 вытекает, что

$$\frac{H}{h} = \frac{f}{d}.$$

Следовательно, увеличение линзы равно:

$$\Gamma = \frac{f}{d}. \qquad (1.20.1)$$

Используя подобие треугольников OCF и FA_1B_1, можно получить другую формулу для увеличения линзы:

$$\Gamma = \frac{f - F}{F}. \qquad (1.20.2)$$

§ 1.21. ОСВЕЩЁННОСТЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ, ДАВАЕМОГО ЛИНЗОЙ

Рассмотрим, от каких параметров линзы зависит освещённость даваемого ею изображения. Освещённость изображения важна при работе фотоаппарата, глаза и других оптических систем. Ею определяется воздействие света на фотоплёнку или чувствительную к свету сетчатку глаза.

При фиксированном расстоянии d от светящегося предмета до линзы световой поток, падающий на линзу от источника света, прямо пропорционален площади линзы, т. е. квадрату её диаметра:

$$\Phi \sim D^2. \qquad (1.21.1)$$

Если пренебречь поглощением света в линзе, то весь этот поток участвует в создании изображения. Освещённость изображения равна отношению светового потока Φ к площади изображения S:

$$E = \frac{\Phi}{S}. \qquad (1.21.2)$$

Согласно формуле (1.20.1) для увеличения линзы размер изображения пропорционален отношению расстояния f от линзы до изображения к расстоянию d от предмета до линзы. Поэтому площадь изображения пропорциональна квадрату этого отношения:

$$S \sim \frac{f^2}{d^2}. \qquad (1.21.3)$$

Согласно формуле линзы (1.19.3)

$$f = \frac{dF}{d - F} = \frac{F}{1 - \frac{F}{d}}. \qquad (1.21.4)$$

Чем больше фокусное расстояние при фиксированном d, тем больше расстояние f. Если расстояние $d \gg F$, как это обычно бывает при фотографировании, то $f \approx F$ и

$$S \sim F^2. \qquad (1.21.5)$$

Используя определение освещённости (1.21.2) и учитывая зависимость (1.21.5), получим

$$E \sim \left(\frac{D}{F}\right)^2. \qquad (1.21.6)$$

Следовательно, *освещённость изображения, даваемого линзой, прямо пропорциональна квадрату её диаметра и обратно пропорциональна квадрату фокусного расстояния.*

Величина $\left(\frac{D}{F}\right)^2$ носит название **светосилы** линзы. Наряду со светосилой часто пользуются величиной $\frac{D}{F}$, называемой **относительным отверстием.**

Для увеличения освещённости изображения нужно увеличить диаметр линзы. Но для получения чёткого изображения, как неоднократно подчёркивалось в предыдущих параграфах, на линзу должен падать узкий (параксиальный) пучок световых лучей. Поэтому для получения чёткого изображения нужно, напротив, уменьшить диаметр линзы. В результате большую светосилу линзы трудно согласовать с хорошим качеством изображения. Для этого приходится вместо одной линзы создавать сложные оптические системы, дающие чёткие изображения и в случае широких световых пучков.

§ 1.22. АБЕРРАЦИИ ЛИНЗ

Рассмотрим, по каким причинам изображения, даваемые линзами, не являются чёткими.

Сферическая аберрация

Мы неоднократно подчёркивали, что только узкие (параксиальные) пучки лучей собираются после прохождения линзы в одной точке. При падении на линзу широких пучков от точечного источника света лучи в одной точке уже не собираются. Периферические части линзы сильнее преломляют световые лучи, чем центральные. В результате при падении параллельного пучка лучей на собирающую линзу они не сходятся в одной точке. Определённого фокуса у линзы нет (рис. 1.102, *а*). Периферические лучи собираются линзой на расстоянии, меньшем фокусного расстояния линзы (для параксиальных лучей).

Рассеивающая линза также преломляет в большей мере периферические лучи, чем центральные, и их продолжения пересекаются ближе к линзе, чем продолжения приосевых лучей (рис. 1.102, *б*).

Объясняется это так. Линзу можно схематически представить как совокупность стеклянных призм (см. § 1.18, рис. 1.92, *а*, *б*). Углы падения параллельных лучей на тонкую линзу малы и незначительно отличаются друг от друга. Но преломляющие углы призм различны. Они минимальны у призм возле оптической оси и максимальны у призм на периферии линзы. Угол отклонения лучей призмой при малых углах падения лучей и малых преломляющих углах прямо пропорционален преломляющему углу призмы [см. формулу (1.15.8)]. Поэтому периферические лучи как собирающих, так и рассеивающих линз преломляются сильнее.

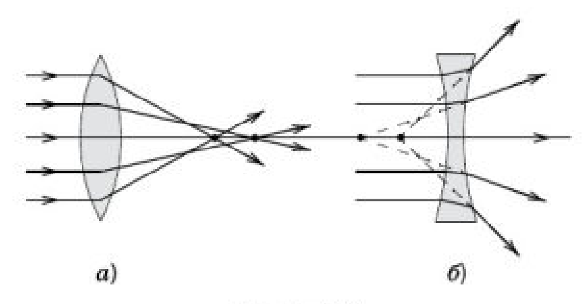


Рис. 1.102

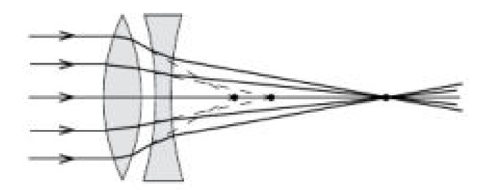


Рис. 1.103

В результате при падении на линзу широких пучков, что неизбежно для линз большого диаметра, изображение точечного источника получается в форме расплывчатого светлого пятнышка. Эта погрешность линзы называется **сферической аберрацией**.

Сферическую аберрацию можно устранить практически полностью с помощью комбинации двух линз: собирающей и рассеивающей. Собирающая линза сводит периферические лучи слишком близко к линзе. А рассеивающая линза эти же лучи делает слишком расходящимися. Можно так рассчитать комбинацию этих двух линз, что в результате периферические лучи будут после прохождения двух линз преломляться практически так же, как и параксиальные (рис. 1.103). Эти две линзы склеивают друг с другом. Даже объективы телескопов диаметром в десятки сантиметров, изготовленные таким образом, дают изображения, почти не искажённые сферической аберрацией.

Хроматическая аберрация

Белый свет можно рассматривать как состоящий из многих лучей различных цветов. Стекло для лучей различных цветов имеет различные показатели преломления. Поэтому при прохождении белого света через линзу лучи преломляются по-разному. Сильнее всего преломляются фиолетовые

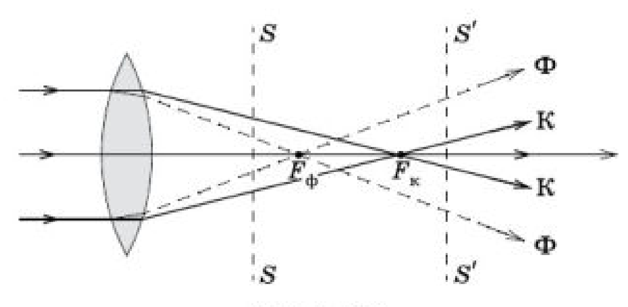


Рис. 1.104

лучи. Они собираются ближе всего к линзе. Красные лучи преломляются меньше и собираются в точке, лежащей дальше всего от линзы. Остальные цветные лучи собираются между этими точками (рис. 1.104). Это явление называется **хроматической аберрацией**. В результате хроматической аберрации края изображения в линзе получают радужную окраску. В самом деле, если поставить экран SS ближе фиолетового фокуса $F_ф$, то, как видно из рисунка 1.104, все лучи, кроме наружных красных, смешаются на экране и дадут белый свет. Красные же дадут периферическую красную окраску. Если же отодвинуть экран ($S'S'$) за красный фокус $F_к$, то дадут окраску периферические фиолетовые лучи.

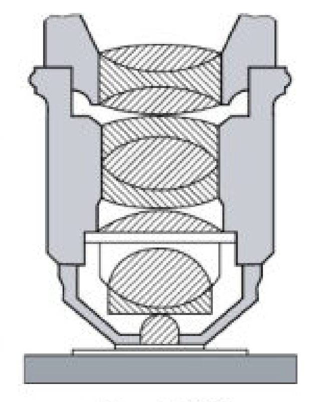


Рис. 1.105

Хроматическая аберрация является крупным недостатком изображения. Любопытно, что Ньютон считал её неустранимой. Из-за этого он построил первый зеркальный телескоп со сферическим зеркалом вместо линзы. Однако хроматическая аберрация может быть устранена соответствующим подбором нескольких выпуклых и вогнутых линз из сортов стекла с различной зависимостью показателя преломления от длины волны. Поэтому объективы и окуляры современных оптических приборов представляют собой очень сложные системы линз (рис. 1.105). Подобные объективы и окуляры называются **ахроматическими**.

Астигматизм

Ещё один недостаток линз обнаруживается при падении на линзу лучей под большим углом к оптической оси. Проявляется он в том, что изображение светящейся точки на экране превращается в пятно даже для узких пучков лучей. При определённом положении экрана пятно превращается в короткий отрезок горизонтальной или вертикальной прямой (при падении лучей в вертикальной плоскости). Рассмотренный недостаток линзы называется **астигматизмом**. Его тоже можно устранить подбором сложной системы линз. Современные объективы — **анастигматы** дают хорошее изображение при падении лучей под углом 60—70° к оптической оси.

Полное устранение всех аберраций невозможно, и при конструировании оптических систем приходится идти на компромисс, устраняя наиболее существенные (для данного назначения системы) недостатки и мирясь с другими, менее существенными аберрациями.

§ 1.23. ФОТОАППАРАТ. ПРОЕКЦИОННЫЙ АППАРАТ

На законах геометрической оптики основано устройство и действие разнообразных оптических приборов. В первую очередь рассмотрим те из них, в которых изображение получается действительным. Для фиксации и сохранения этого изображения используется химическое действие света.

Фотография была изобретена в 30-х гг. XIX в. и прошла долгий путь развития. Современная фотография, ставшая малоформатной, моментальной, цветной, стереоскопической, нашла широчайшее применение во всех областях жизни. Велика её роль в исследовании природы. Фотография позволяет регистрировать различные объекты (от микроскопических до космических), невидимые излучения и т. д. Всем известно значение художественной фотографии, детищем которой является кино.

Фотоаппарат

Основными частями фотоаппарата являются непрозрачная камера и система линз, называемая объективом. Простейший объектив представляет собой одну собирающую линзу. Объектив создаёт вблизи задней стенки камеры действительное перевёрнутое изображение фотографируемого предмета. В большинстве случаев предмет находится на расстоянии, большем двойного фокусного расстояния. Поэтому изображение получается уменьшенным. В том месте, где получается изображение, помещают фотопластинку или фотоплёнку, покрытую слоем светочувствительного вещества — так называемой фотоэмульсией.

Фотографируемый предмет может находиться на разных расстояниях от аппарата. В связи с этим расстояние между объективом и плёнкой также нужно изменять. Это изменение осуществляют обычно перемещением объектива.

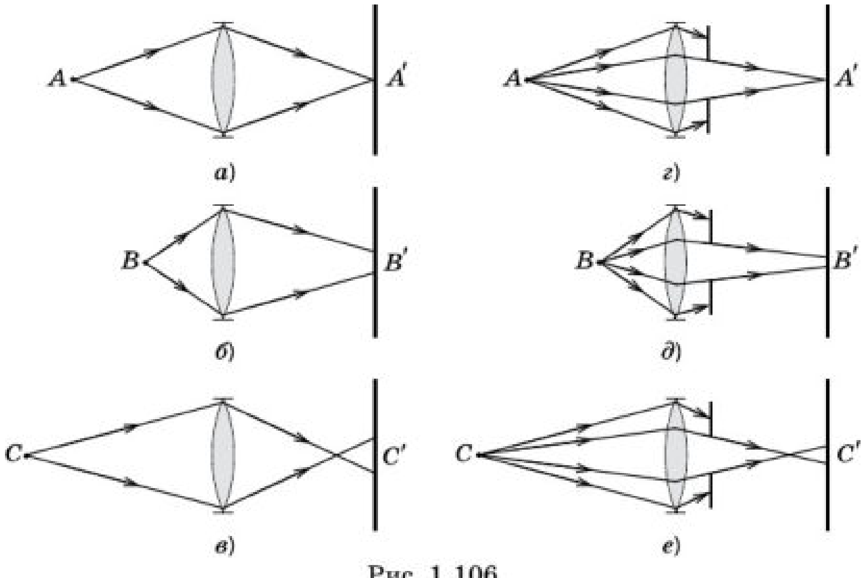


Рис. 1.106

Световая энергия, попадающая на светочувствительный слой, дозируется фотографическим затвором, который открывает доступ свету лишь на определённое время — время экспозиции. Оно зависит от чувствительности фотоэмульсии и от освещённости плёнки. Последняя определяется светосилой объектива D^2/F^2, где D — диаметр объектива, а F — его фокусное расстояние.

Диаметр действующей части объектива можно менять с помощью диафрагмы и этим регулировать освещённость фотоплёнки. Но диафрагма играет ещё и другую роль.

Пусть мы фотографируем светящуюся точку A, расположенную на некотором расстоянии от аппарата, и изображение этой точки на фотоплёнке получается также в виде точки (рис. 1.106, *а*). Тогда изображение точки B, расположенной ближе к объективу (рис. 1.106, *б*), как и изображение точки C, расположенной дальше (рис. 1.106, *в*), получается в виде небольших кружков. Если вблизи объектива поместить диафрагму (рис. 1.106, *г*, *д*, *е*), то диаметр этих кружков будет тем меньше, чем меньше диаметр действующей части объектива (рис. 1.106, *д*, *е*). Уменьшая отверстие диафрагмы, можно добиться того, что изображения точек, находящихся на разных расстояниях от аппарата, будут достаточно чёткими. Возрастёт, как говорят, *глубина резкости*. В современных фотоаппаратах плёнка заменена матрицей свето-

чувствительных элементов (фотодиодов). В фотодиодах падающий свет преобразуется в электрический сигнал за счёт внутреннего фотоэффекта.

Проекционный аппарат

Проекционный аппарат предназначен для получения на экране действительного увеличенного изображения предмета. Таким предметом может быть освещённый сзади рисунок или фотоснимок, выполненный на прозрачной основе, — *диапозитив*. Схема устройства проекционного аппарата приведена на рисунке 1.107. Изображение диапозитива D создаётся на экране с помощью *объектива* O. Система линз K, называемая *конденсором*, предназначена для того, чтобы весь световой поток после диапозитива прошёл через объектив. Объектив проецирует освещённый диапозитив на экран. Ход лучей от диапозитива до экрана изображён на рисунке.

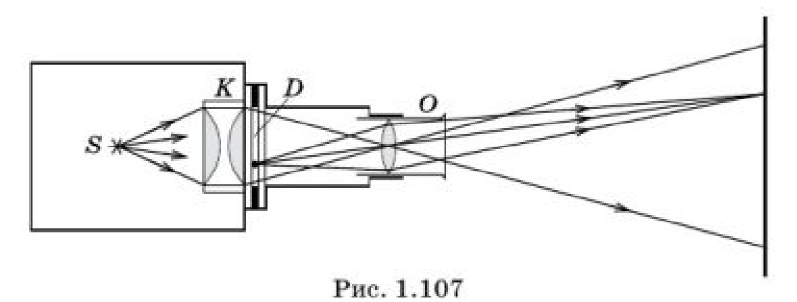


Рис. 1.107

Увеличение проекционного аппарата можно менять, приближая объектив к диапозитиву или удаляя от него с одновременным изменением расстояния от аппарата до экрана.

В *кинопроекционном аппарате* (*проекторе*) вместо диапозитива перемещается кинолента со скоростью 24 кадра в секунду. Так как глаз имеет способность сохранять зрительное впечатление около 0,1 с, то изображения последовательных снимков движущихся предметов сливаются в одно движущееся изображение.

Применяются также проекционные аппараты, позволяющие получить на экране изображения как прозрачных (*диапроекция*), так и непрозрачных (*эпипроекция*) картин. Такие комбинированные приборы называются **эпидиаскопами**.

В настоящее время широкое распространение получили *мультимедийные проекторы*. В этих устройствах применяются цифровые технологии обработки информации и формирования изображения.

§ 1.24. ГЛАЗ. ОЧКИ

Одним из самых совершенных «приборов», которым природа снабдила человека и животных, является глаз.

Строение глаза

Глаз человека имеет почти шарообразную форму (рис. 1.108). Его диаметр около 2,5 см. Снаружи глаз покрыт защитной оболочкой *1* белого цвета — *склерой*. Передняя прозрачная часть *2* склеры называется *роговой оболочкой* или *роговицей*. С внутренней стороны к склере прилегает *сосудистая оболочка 3*, состоящая из сложного сплетения кровеносных сосудов, питающих глаз. Эта вторая оболочка в передней части глаза переходит в *радужную оболочку 4*, окрашенную у разных людей в различный цвет. В радужной оболочке имеется отверстие *5* — *зрачок*. В зависимости от интенсивности падающего света диаметр зрачка рефлекторно меняется приблизительно от 2 до 8 мм. Этот процесс подобен изменению диафрагмы фотоаппарата. За зрачком помещается *хрусталик 6* — прозрачное слоистое тело, похожее на линзу. Особая мышца *7* может в некоторых пределах менять форму хрусталика, делая его более выпуклым при рассматривании близких предметов.

Между роговицей и радужной оболочкой находится *водянистая жидкость 8*. Остальную часть глаза до задней стенки (глазного дна) занимает прозрачное полужидкое *стекловидное тело 9*. Глазное дно покрыто очень сложной *сетчатой оболочкой 10* (*сетчаткой*), представляющей собой разветвления зрительного нерва *11* с нервными окончаниями в виде *палочек* и *колбочек*. Палочки и колбочки являются светоощущающими элементами.

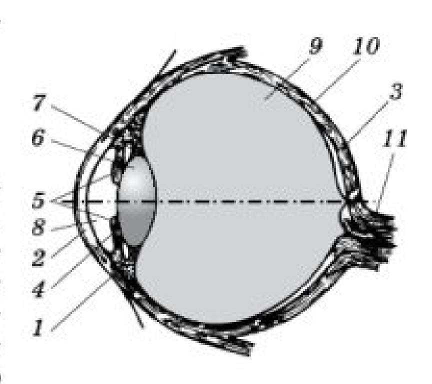


Рис. 1.108

Зрение

Наибольшее преломление лучи света, попадающие в глаз, испытывают на поверхности роговицы. Небольшое дополнительное преломление осуществляет хрусталик. В целом оптическую систему глаза можно рассматривать как собирающую

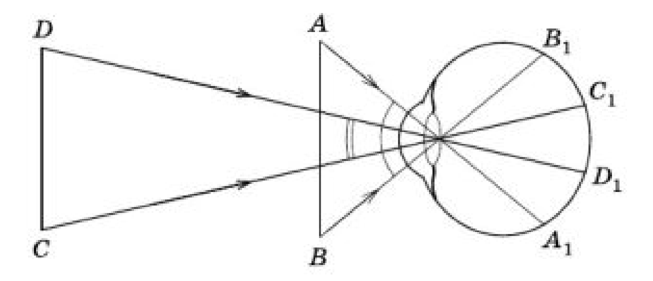


Рис. 1.109

линзу с переменным фокусным расстоянием и неизменной «глубиной» (расстояние от линзы до экрана). «Экраном», на котором образуется действительное обратное изображение рассматриваемого предмета, служит сетчатка. Раздражение нервных окончаний (палочек и колбочек) падающим светом вызывает у нас зрительное ощущение. Палочки и колбочки воспринимают отдельные части изображения предмета. Чем большее их число участвует в этом восприятии, тем больше подробностей мы различаем в предмете. Эти светочувствительные элементы крайне малы, и в сетчатке их очень много (около 130 млн). Чем крупнее изображение предмета на сетчатке, тем больше подробностей его можно различить. Размер изображения на сетчатке тем больше, чем больше угол, под которым глаз видит предмет (рис. 1.109). Удалённый предмет DC даёт на сетчатке изображение D_1C_1, которое меньше, чем изображение A_1B_1 такого же, как DC, но ближе расположенного предмета AB.

Угол, образованный прямыми, проведёнными от краёв предмета в оптический центр глаза, называется углом зрения. Размер угла зрения зависит от размера рассматриваемого глазом предмета и от расстояния предмета до глаза. При угле зрения, меньшем *одной минуты*, детали предмета глазом не различаются — предмет воспринимается как *одна точка*. В этом случае изображение предмета раздражает только одно окончание зрительного нерва.

Аккомодация

Опыт показывает, что глаз не может одновременно чётко видеть предметы, находящиеся от глаза на разных расстояниях. Если держать, например, карандаш на расстоянии 25—30 см от глаза и смотреть так, чтобы видеть его резко, то

все удалённые предметы расплываются. Наоборот, если резко видны удалённые предметы, то становится нечётким изображение карандаша. Это можно понять, если вспомнить, что когда изменяется расстояние d от предмета до линзы, то изменяется и расстояние f от линзы до изображения.

Но расстояние от оптического центра глаза до сетчатки в глазу человека меняться не может. Поэтому механизм «наводки на резкость» у него иной. Хрусталик весьма эластичен; под действием специальных мышц хрусталик меняет свою кривизну, а следовательно, и фокусное расстояние так, чтобы резкое изображение рассматриваемого предмета всегда оказывалось на сетчатке. Этот процесс происходит совершенно бессознательно и настолько быстро, что при переводе взгляда с предмета на предмет мы не замечаем времени изменения кривизны хрусталика.

Приспособление глаза путём изменения кривизны хрусталика к резкому видению на различных расстояниях называется аккомодацией.

Для нормального глаза аккомодация не требуется при рассматривании очень удалённых предметов, от каждой точки которых в глаз идут практически параллельные лучи. Глазу в этом случае не приходится напрягаться, и поэтому он мало утомляется. Удалённая точка, наблюдение которой не требует напряжения глаза, называется *дальней точкой аккомодации*.

Когда предмет приближается к глазу, кривизна хрусталика возрастает. Однако увеличение кривизны хрусталика имеет *предел*. Нормальный глаз может длительно без особого напряжения рассматривать предметы, расположенные от него не ближе 25 см. Если предмет располагается ближе, то для его резкого видения нужно чрезмерно увеличивать кривизну хрусталика, глаз утомляется, и появляются болезненные ощущения. Расстояние от глаза до предмета, равное 25 см, называется *расстоянием наилучшего зрения*. Точка, отстоящая от глаза на расстояние наилучшего зрения, называется *ближней точкой аккомодации*.

Зрение двумя глазами (бинокулярное зрение)

Глаз человека снабжён мышцами, поворачивающими его так, чтобы ось глаза была направлена на рассматриваемый предмет. Напряжения мышц левого и правого глаза разли-

чаются тем сильнее, чем ближе предмет. Кроме того, изображения близкого предмета на сетчатых оболочках правого и левого глаза несколько отличаются друг от друга. Это даёт человеку возможность оценивать расстояния до предмета или его частей, а также создаёт впечатление объёмности наблюдаемого тела.

Очки

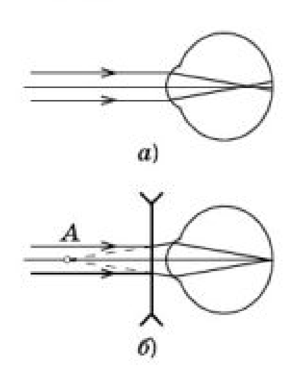


Рис. 1.110

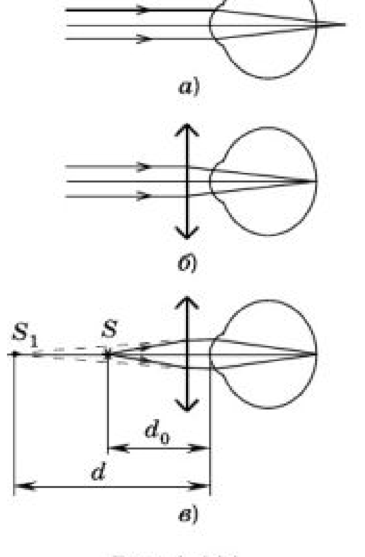


Рис. 1.111

У многих людей глаза создают в ненапряжённом состоянии изображение удалённого предмета не на сетчатке, а перед ней (рис. 1.110, *а*). Такие люди не могут чётко видеть удалённые предметы. Этот дефект зрения называют **близорукостью.** Близорукий чётко видит предмет, лишь начиная с некоторого расстояния. Дальняя точка аккомодации глаза не бесконечно удалена. Соответственно меньше и расстояние наилучшего зрения. Близорукость исправляют ношением очков с рассеивающими линзами. Параллельные лучи после того, как они пройдут сквозь такую линзу, воспринимаются как исходящие из дальней точки аккомодации глаза (точка A на рис. 1.110, *б*). Поэтому близорукий, вооружённый очками, может рассматривать удалённые предметы, как и человек с нормальным зрением, т. е. без напряжения. Из рисунка 1.110, *б* видно, что фокусное расстояние очков, прописываемых близорукому человеку, равно расстоянию от глаза до дальней точки аккомодации.

Дефект зрения, при котором изображения удалённых предме-

тов получаются за сетчаткой (рис. 1.111, *а*), называется **дальнозоркостью**. Дальнозоркий должен напрягаться уже при наблюдении далёких предметов, а при наблюдении близких — предел аккомодации будет исчерпан при расстоянии до предмета, большем 25 см.

Дальнозоркость исправляют ношением очков с собирающими линзами. Для наблюдения удалённых предметов оптическая сила линзы должна быть такой, чтобы параллельные лучи фокусировались на сетчатке глаза (рис. 1.111, *б*). Лучи от предмета, находящегося на расстоянии $d_0 = 25$ см (рис. 1.111, *в*), пройдя сквозь эту линзу, станут менее расходящимися, и предмет будет казаться удалённым на расстояние $d > 25$ см, при котором дальнозоркий может рассматривать предмет без заметного напряжения. Следовательно, расстояние наилучшего зрения будет таким же, как и у нормального глаза.

§ 1.25. ЛУПА

Для того чтобы мелкие детали рассматриваемого предмета были различимы, угол зрения должен быть достаточно велик. Этот угол может оказаться малым по двум причинам: предмет хотя и расположен близко, но слишком мал; предмет расположен далеко. В обоих случаях для увеличения угла зрения применяют оптические приборы.

Оптические приборы, вооружающие глаз

По своему назначению оптические приборы, вооружающие глаз, можно разделить на две группы: 1) приборы для рассматривания *мелких* объектов; 2) приборы для рассматривания *далёких* объектов.

К первой группе относятся лупы и микроскопы, ко второй — зрительные трубы, телескопы и т. п.

В отличие от фотоаппарата и проекционного аппарата, дающих действительные изображения на экранах, в приборах, вооружающих глаз, изображения рассматриваемых предметов являются мнимыми.

Отношение угла зрения при наблюдении предмета через оптический прибор к углу зрения при наблюдении невооружённым глазом принимают за характеристику оптического прибора — его **угловое увеличение**.

Лупа

Угол зрения, под которым виден предмет невооружённым глазом (рис. 1.112), равен*

$$\varphi = \frac{h}{d_0}, \qquad (1.25.1)$$

где $d_0 = 25$ см — расстояние наилучшего зрения и h — линейный размер предмета.

Простейший способ увеличения угла зрения при рассмотрении мелких предметов — применение *лупы*. Лупой называют собирающую линзу или систему линз с малым фокусным расстоянием F (как правило, не более 10 см). Лупу помещают обычно близко к глазу, а предмет располагается в её фокальной плоскости. В этом случае лучи из любой точки объекта после выхода из лупы образуют параллельные пучки (рис. 1.113). Следовательно, чёткое изображение точек на сетчатке получается без напряжения глаза. В лупу предмет виден под углом

$$\varphi_1 = \frac{h}{F}. \qquad (1.25.2)$$

Разделив почленно равенство (1.25.2) на равенство (1.25.1), найдём угловое увеличение лупы:

$$\Gamma = \frac{\varphi_1}{\varphi} = \frac{d_0}{F}. \qquad (1.25.3)$$

Помещая предмет ближе фокальной плоскости, можно получить немного большее увеличение, чем в случае нахож-

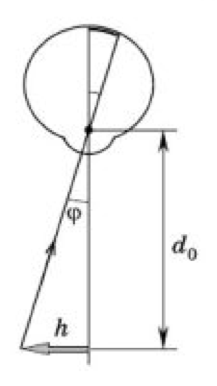




Рис. 1.112

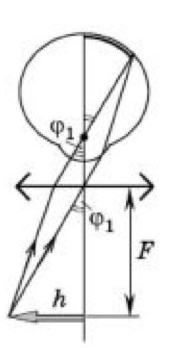


Рис. 1.113

---

* Для малых углов $\varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{d_0}$.

дения предмета в фокальной плоскости. Но это уже требует напряжения глаза (см. задачу 8, § 1.28).

Увеличение, даваемое лупой, ограничено её размерами. Действительно, линза с большой оптической силой должна быть сильно выпуклой. Вследствие этого размеры лупы приходится уменьшать до нескольких миллиметров, что ограничивает поле зрения и затрудняет пользование лупой. Поэтому лупы с увеличением более 40 не применяются.

Лупы различных типов используются при мелкой и точной работе, при измерениях и т. п. Их применяют часовых дел мастера, геологи, ботаники, криминалисты.

§ 1.26. МИКРОСКОП

Если необходимо получить увеличение большее, чем может дать лупа, прибегают к помощи микроскопа.

Микроскоп представляет собой комбинацию двух линз или систем линз (рис. 1.114). Линза L_1, обращённая к предмету, называется *объективом*. Действительное увеличенное изображение предмета, даваемое объективом, рассматривается через лупу L_2 — *окуляр*. В результате общее увеличение получается весьма большим.

Рассмотрим схему действия микроскопа. Для получения действительного увеличенного изображения предмет AB располагают между фокусом объектива и точкой, находящейся на двойном фокусном расстоянии. Наблюдение в окуляр удобно вести без напряжения глаза. Для этого окуляр размещают так, чтобы изображение A_1B_1, даваемое объективом, было совмещено с фокальной плоскостью окуляра (см. рис. 1.114).

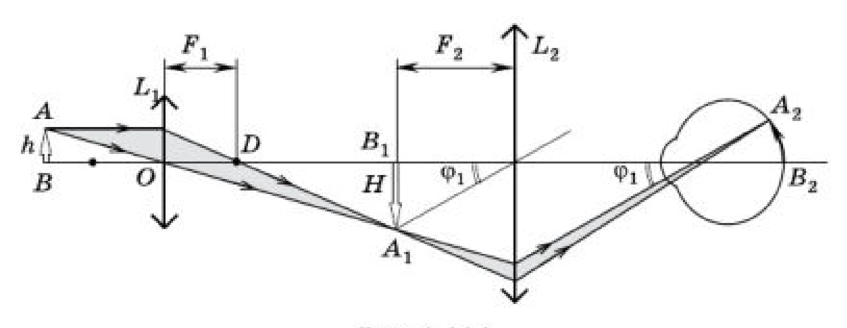


Рис. 1.114

Увеличением микроскопа называется отношение угла зрения φ_1, под которым виден предмет при наблюдении через микроскоп, к углу зрения φ при наблюдении невооружённым глазом с расстояния наилучшего зрения d_0 = 25 см:

$$\Gamma_м = \frac{\varphi_1}{\varphi}. \qquad (1.26.1)$$

Согласно формуле (1.25.1)

$$\varphi = \frac{h}{d_0}, \qquad (1.26.2)$$

где h — линейный размер предмета.

Окуляр микроскопа действует подобно лупе, и

$$\varphi_1 = \frac{H}{F_2}, \qquad (1.26.3)$$

где H — линейный размер изображения, даваемого объективом, а F_2 — фокусное расстояние окуляра. Линейный размер изображения в объективе связан с линейным размером предмета соотношением (1.20.2)

$$\frac{H}{h} = \frac{f - F_1}{F_1}. \qquad (1.26.4)$$

Здесь F_1 — фокусное расстояние объектива. Расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра

$$\delta = f - F_1 \qquad (1.26.5)$$

называется **оптической длиной тубуса** микроскопа.

Подставляя в (1.26.1) значения углов (1.26.2) и (1.26.3) и учитывая соотношения (1.26.4) и (1.26.5), получим выражение для увеличения микроскопа:

$$\Gamma = \frac{\delta d_0}{F_1 F_2}. \qquad (1.26.6)$$

Увеличение микроскопа варьируется от нескольких десятков до 1500. Микроскоп позволяет различать мелкие детали предмета, которые при наблюдении невооружённым глазом или с помощью лупы сливаются.

Однако волновая природа света накладывает определённые ограничения на способность микроскопа различать детали объекта. Об этом будет рассказано в дальнейшем.

§ 1.27. ЗРИТЕЛЬНЫЕ ТРУБЫ. ТЕЛЕСКОПЫ

Оптические приборы, предназначенные для рассмотрения удалённых предметов, к которым мы не можем приблизиться, называют зрительными трубами. С помощью объектива зрительной трубы получают изображение предмета вблизи глаза. После этого изображение рассматривается в окуляр, как в лупу. К зрительным трубам относятся подзорные трубы, бинокли, телескопы и другие более специальные приборы.

Труба Кеплера

К наиболее часто применяемым зрительным трубам относится труба Кеплера, созданная И. Кеплером в 1630 г.

Труба Кеплера состоит из двух собирающих линз (или систем линз). Объектив — это длиннофокусная линза, дающая действительное уменьшенное перевёрнутое изображение A_1B_1 предмета AB. Изображение удалённого предмета получается в фокальной плоскости объектива (рис. 1.115). Окуляр находится от этого изображения на своём фокусном расстоянии.

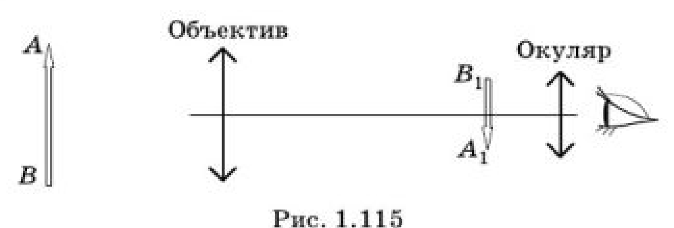


Рис. 1.115

Рассмотрим ход лучей в трубе Кеплера от верхнего и нижнего краёв какого-либо удалённого предмета (дерева, Луны и т. д.). Из-за удалённости предмета лучи, идущие от любой его точки, можно считать параллельными. От нижнего края предмета на линзу объектива L_1 падает параллельный пучок лучей AA, а от верхнего — пучок BB. Параллельно этим лучам проведём побочные оптические оси OA_1 и OB_1 через оптический центр O объектива (рис. 1.116). Угол φ между этими осями — это угол зрения, под которым виден предмет невооружённым глазом.

После преломления в объективе (линзе L_1) лучи AA дадут изображение A_1 точки A, а лучи BB — изображение B_1 точки B.

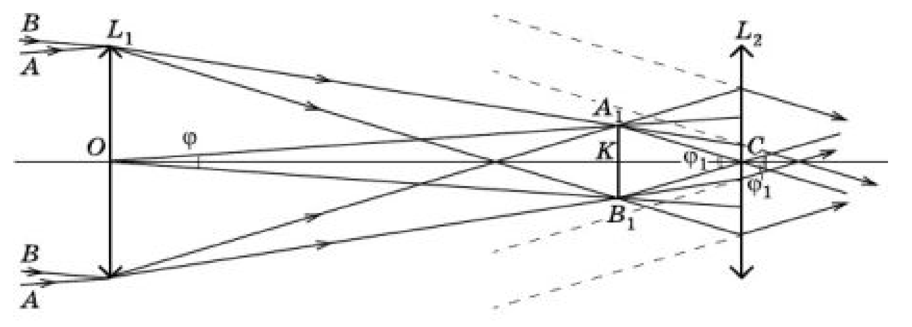


Рис. 1.116

Окуляр (линза L_2) располагается (для нормального глаза) от изображения предмета A_1B_1 на расстоянии, равном фокусному расстоянию окуляра F_2.

Проходящие через точки A_1 и B_1 лучи после преломления в окуляре становятся параллельными. Если провести через оптический центр окуляра C побочные оптические оси A_1C и B_1C, то угол φ_1 между этими осями окажется равным углу, под которым глаз видит изображение реального предмета.

Для нормального глаза изображение предмета в окуляре оказывается бесконечно удалённым и мнимым (как в лупе). Близорукие люди для отчётливого видения предмета должны несколько приближать окуляр к объективу, а дальнозоркие, напротив, удалять. Для этого окуляр делается подвижным.

В фокальной плоскости объектива, где получается действительное изображение предмета, можно поместить измерительную шкалу на прозрачной пластинке или нитяной крест для фиксации трубы на определённой точке предмета.

Угловым увеличением зрительной трубы называют отношение угла зрения φ_1, под которым мы видим изображение предмета в трубе, к углу зрения φ, под которым виден тот же предмет непосредственно:

$$\Gamma_{\text{т}} = \frac{\varphi_1}{\varphi}. \qquad (1.27.1)$$

Согласно рисунку 1.116

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi_1}{2} = \frac{B_1A_1}{2}\frac{1}{CK} = \frac{B_1A_1}{2F_2}, \text{ а } \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{B_1A_1}{2}\frac{1}{OK} = \frac{B_1A_1}{2F_1}. \qquad (1.27.2)$$

Для малых углов тангенсы можно заменить самими углами и вместо уравнений (1.27.2) записать:

$$\varphi_1 \approx \frac{B_1A_1}{F_2}, \ \varphi \approx \frac{B_1A_1}{F_1}. \qquad (1.27.3)$$

Отсюда увеличение (1.27.1) зрительной трубы равно:

$$\Gamma_т = \frac{F_1}{F_2}. \qquad (1.27.4)$$

Увеличение зрительной трубы равно отношению фокусного расстояния объектива к фокусному расстоянию окуляра. Зрительные трубы для наблюдения удалённых земных предметов имеют увеличение, не превышающее нескольких десятков.

Труба Кеплера даёт перевёрнутое изображение. Если это необходимо, то используют дополнительную переворачивающую изображение линзу или систему призм.

Бинокль

Две зрительные трубы, соединённые вместе для наблюдения предмета двумя глазами, представляют собой *бинокль*. В полевом бинокле для уменьшения размеров применяемых в нём труб Кеплера и переворачивания изображения используются прямоугольные призмы полного отражения. Такие бинокли называются *призменными*. Внешний вид призменного бинокля изображён на рисунке 1.71, а ход лучей в нём показан на рисунке 1.117.

Труба Галилея

Первая зрительная труба была изобретена Галилеем в 1609 г. В трубе Галилея окуляр, в отличие от трубы Кеплера, представляет собой рассеивающую линзу. Ход лучей в трубе Галилея показан на рисунке 1.118. Лучи, идущие от предмета AB, проходят через собирающую линзу (объектив O_1) и становятся сходящимися. Эти лучи дали бы перевёрнутое, уменьшенное изображение ab. Но ещё до его образования они попадают на рассеивающую линзу (окуляр O_2) и вновь становятся расходящимися. При попадании в глаз они дают мнимое, прямое, увеличенное изображение A_1B_1 предмета AB.

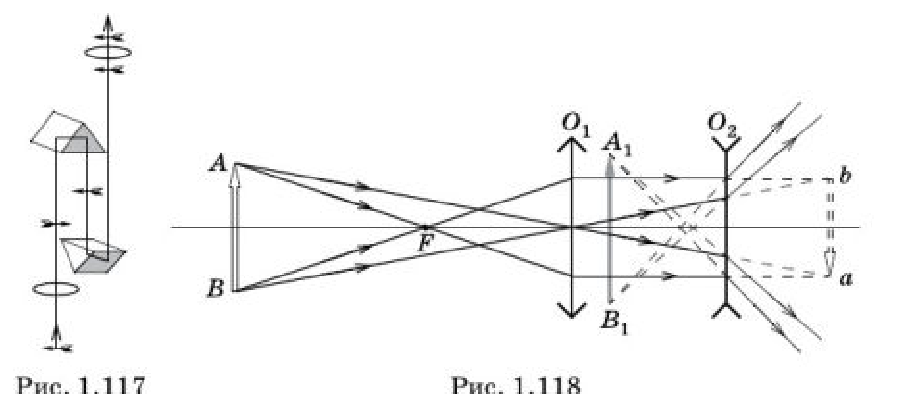


Рис. 1.117 Рис. 1.118

С помощью своей трубы с 30-кратным увеличением Галилей сделал ряд астрономических открытий: обнаружил горы на Луне, пятна на Солнце, открыл четыре спутника Юпитера, фазы Венеры, установил, что Млечный Путь состоит из множества звёзд. В наше время трубы Галилея применяются довольно редко, в основном в театральных биноклях.

Телескопы

Телескоп — это оптический прибор (большая зрительная труба) для наблюдения небесных тел и звёзд. По своей оптической схеме телескопы разделяются на линзовые (*рефракторы*) и зеркальные (*рефлекторы*).

Оптическая схема рефрактора точно такая же, как у зрительной трубы Кеплера. Крупнейший рефрактор (США) имеет объектив диаметром 1,02 м.

В телескопе-рефлекторе объективом служит параболическое (для уменьшения сферической аберрации) зеркало большого диаметра. Зеркало лишено хроматической аберрации, и в этом отношении рефлектор имеет преимущество перед рефрактором. Кроме того, изготовление зеркала большого диаметра несравненно проще, чем изготовление линзы. Поэтому все современные большие телескопы являются рефлекторами. Крупнейший в Евразии рефлектор находится на территории России, в горах Северного Кавказа, и имеет диаметр главного зеркала 6 м.

Ход лучей в зеркальном телескопе показан на рисунке 1.119. Свет от небесного тела идёт практически параллельным пучком и после отражения от зеркала $З_1$ сходится в его фокальной плоскости. При помощи плоского зерка-

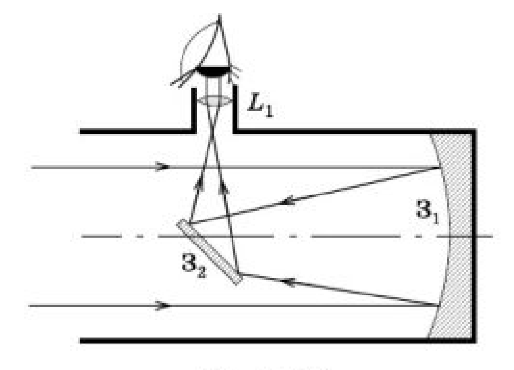


Рис. 1.119

ла $З_2$ световые лучи направляются в окуляр L_1. Через окуляр рассматривается изображение тела.

Увеличение больших телескопов превышает 500 за счёт большого фокусного расстояния объектива. С помощью телескопа можно различать на Луне предметы размером менее 1 м, а на Марсе — около 100 м. Звёзды находятся на столь больших расстояниях, что и после увеличения в телескопе угол зрения оказывается меньше $1'$, т. е. меньше минимально разрешаемого глазом угла. Изображение звезды попадает на один чувствительный элемент сетчатки, и звезда в любом телескопе воспринимается как светящаяся точка. Но за счёт огромного по сравнению со зрачком глаза поперечного сечения объектива освещённость изображения, даваемого объективом, возрастает в миллионы раз. Поэтому с помощью телескопов наблюдаются очень слабые или удаленные звёзды, а также звёздные скопления — внегалактические туманности.

Волновая природа света налагает ограничения на возможности различения двух близких звёзд. Об этом будет рассказано в дальнейшем.

?

1. Каков алгоритм построения изображения в линзах? Отличается ли он от алгоритма построения изображения в сферических зеркалах?
2. Можно ли с помощью рассеивающей линзы наблюдать увеличенное изображение предмета?
3. Какими способами устраняют сферическую и хроматическую аберрации?
4. В каких пределах (приближённо) может изменяться оптическая сила глаза у человека с нормальным зрением?

5. Заполните таблицу.

Дефект зрения	Способ (средство коррекции)

§ 1.28. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

При решении задач на применение линз и оптических приборов надо уметь строить изображения, даваемые линзами. При решении расчётных задач нужно в основном пользоваться формулой (1.19.1) для фокусного расстояния линзы, формулой (1.19.3) тонкой линзы, формулой (1.20.1) для линейного увеличения линзы. При применении формулы тонкой линзы (1.19.3) особое внимание следует обратить на правило знаков. Для решения задач на оптические приборы надо ещё знать формулы (1.25.3), (1.26.6) и (1.27.4) увеличения лупы, микроскопа, телескопа.

Задача 1

На рисунке 1.120 показаны положение главной оптической оси MN линзы, положение светящейся точки S и её изображения S_1. Найдите построением оптический центр линзы и её фокусы. Определите, собирающей или рассеивающей является эта линза, действительным или мнимым является изображение.

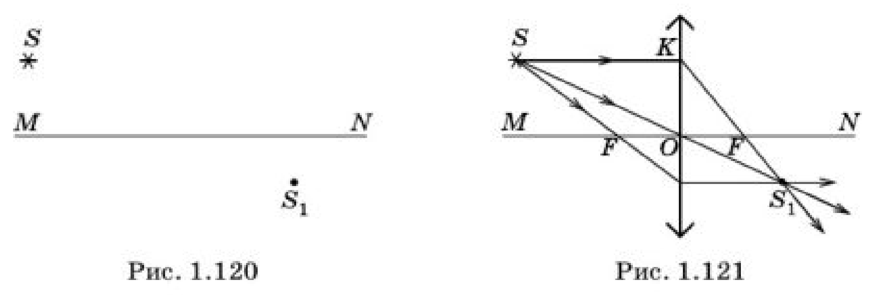


Рис. 1.120 Рис. 1.121

Решение. Луч, проходящий через оптический центр линзы, не отклоняется от своего направления. Поэтому оптический центр O совпадает с точкой пересечения прямых SS_1 и MN (рис. 1.121). Проведём луч SK, параллельный главной

оптической оси. Преломлённый луч KS_1 пройдёт через фокус. Рассматривая S_1 как источник, а S как изображение, найдём аналогичным образом второй фокус. Линза является собирающей, а изображение — действительным.

Задача 2

Линза даёт действительное изображение предмета, увеличенное в $\Gamma_1 = 3$ раза. Если линзу отодвинуть на расстояние $L = 80$ см, то действительное изображение предмета окажется уменьшенным в 3 раза. Определите фокусное расстояние линзы F.

Решение. Пусть в первом случае предмет находится от линзы на расстоянии d, а его изображение отстоит от линзы на расстояние f. Тогда мы можем написать два уравнения — формулу линзы (1.19.3) и формулу для увеличения линзы (1.20.1):

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}, \qquad (1.28.1)$$

$$\frac{f}{d} = \Gamma_1. \qquad (1.28.2)$$

Во втором случае расстояние между предметом и линзой равно $d + L$; расстояние от линзы до изображения обозначим через f_1. Увеличение, даваемое линзой во втором случае, $\Gamma_2 = \frac{1}{m}$, где $m = 3$.

Поэтому уравнения, аналогичные уравнениям (1.28.1) и (1.28.2), запишутся так:

$$\frac{1}{d + L} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{F}, \qquad (1.28.3)$$

$$\frac{f_1}{d + L} = \Gamma_2. \qquad (1.28.4)$$

Решив уравнения (1.28.1) — (1.28.4), получим

$$F = \frac{L\Gamma_1}{\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} - 1} = 30 \text{ см}.$$

Задача 3

Фокусное расстояние двояковыпуклой линзы $F = 40$ см. Точечный источник света S находится на главной оптической оси линзы на расстоянии $d = 50$ см от линзы. Линза разрезается на две равные части, которые раздвигаются на расстояние $l = 5$ см симметрично относительно главной оптической оси. Найдите расстояние L между двумя изображениями источника S.

Решение. Любой участок линзы даёт такое же изображение, как и вся линза. Когда линзу разрезали на две равные части и раздвинули их на расстояние l, то оптическая ось каждой половины линзы сместилась на $\frac{l}{2}$ (рис. 1.122). Верхняя часть линзы даёт изображение источника S в точке S_1, а нижняя часть — в точке S_2. Расстояние $S_1S_2 = L$ является искомым расстоянием.

Точечный источник S и его изображение S_1 лежат на одной побочной оси SO_1S_1. Из подобия треугольников SO_1O и SS_1A следует, что

$$\frac{S_1A}{O_1O} = \frac{SA}{SO},$$

или

$$\frac{L}{l} = \frac{d+f}{d} = 1 + \frac{f}{d}.$$

Применяя формулу линзы (1.19.3), найдём:

$$\frac{f}{d} = \frac{F}{d-F}.$$

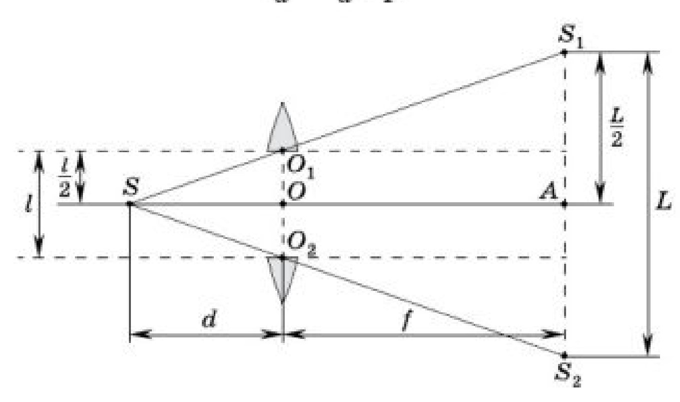


Рис. 1.122

Следовательно,

$$\frac{L}{l} = 1 + \frac{F}{d - F}.$$

Отсюда

$$L = \frac{d}{d - F} l = 25 \text{ см}.$$

Задача 4

Двояковыпуклая линза, сделанная из стекла с показателем преломления $n = 1,6$, имеет фокусное расстояние $F = 10$ см. Чему будет равно фокусное расстояние этой линзы, если её поместить в прозрачную среду, имеющую показатель преломления $n_1 = 1,5$? Найдите фокусное расстояние этой линзы в среде с показателем преломления $n_2 = 1,7$.

Решение. В среде с показателем преломления n_1 согласно формуле (1.19.1) фокусное расстояние равно

$$F_1 = \frac{1}{\left(\frac{n}{n_1} - 1\right)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}. \qquad (1.28.5)$$

Так как в вакууме фокусное расстояние линзы равно

$$F = \frac{1}{(n - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}, \text{ то } \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{F(n - 1)}.$$

Подставляя это выражение в равенство (1.28.5), получим

$$F_1 = \frac{F(n - 1)}{\frac{n}{n_1} - 1} = 90 \text{ см}.$$

Во втором случае искомое фокусное расстояние равно

$$F_2 = \frac{F(n - 1)}{\frac{n}{n_2} - 1} = -102 \text{ см}.$$

Во второй среде линза является рассеивающей.

Задача 5

На прозрачный шар, имеющий радиус R и показатель преломления n, падает в направлении одного из диаметров узкий параллельный пучок световых лучей. На каком расстоянии f от центра шара фокусируются лучи?

Решение. Прозрачный шар представляет собой двояковыпуклую линзу. Но эту линзу нельзя считать тонкой. Поэтому формула (1.19.1) не годится для вычисления фокусного расстояния шара.

В зависимости от значения показателя преломления n материала шара возможны два случая: фокус находится вне шара и фокус находится внутри шара. Рассмотрим сначала первый случай. Ход луча, падающего на шар под углом α, изображён на рисунке 1.123. Учитывая, что углы α и β малы в соответствии с условием задачи, имеем:

$$BC = R\sin\gamma = R\sin(2\beta - \alpha) \approx R(2\beta - \alpha) \approx \frac{R\alpha}{n}(2 - n).$$

Очевидно, что фокус лежит вне шара при $n < 2$. Если $n = 2$, то фокус лежит на поверхности шара.

Расстояние

$$CF = BC\operatorname{ctg}\varphi \approx \frac{BC}{\varphi},\ \varphi \approx 2(\alpha - \beta) \approx \frac{2\alpha(n-1)}{n},$$

как нетрудно определить с помощью рисунка 1.123.

Искомое расстояние

$$f_1 \approx R + CF = \frac{Rn}{2(n-1)}.$$

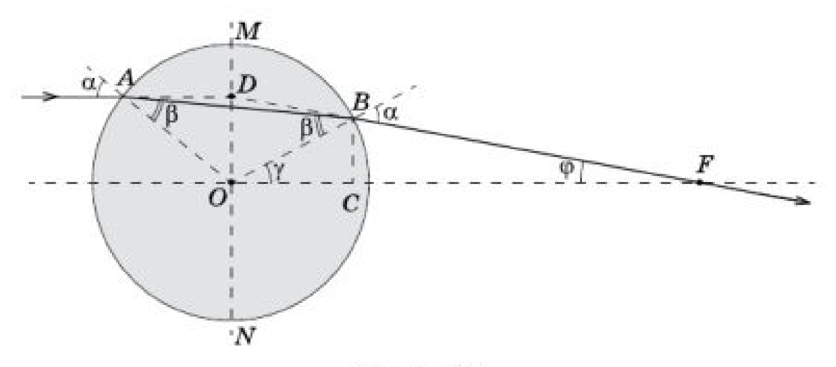


Рис. 1.123

Во втором случае, согласно формуле (1.17.2), расстояние от поверхности шара до изображения $f = \frac{Rn}{n-1}$.

Искомое расстояние

$$f_2 = f - R = \frac{R}{n-1}.$$

Задача 6

Две тонкие линзы, фокусные расстояния которых F_1 и F_2, имеют общую главную оптическую ось и находятся на расстоянии l друг от друга. Светящаяся точка расположена на расстоянии d от первой линзы. На каком расстоянии f от второй линзы получится изображение светящейся точки, даваемое системой линз? Найдите фокусное расстояние системы.

Решение. Положение изображения светящейся точки, даваемого первой линзой, определяется уравнением

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{F_1}, \qquad (1.28.6)$$

где f_1 — расстояние от изображения, даваемого первой линзой, до этой линзы. Изображение, даваемое первой линзой, является предметом (действительным или мнимым) для второй линзы; при этом выполняется равенство

$$d_1 = l - f_1. \qquad (1.28.7)$$

Запишем формулу (1.19.3) для второй линзы:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F_2}. \qquad (1.28.8)$$

Из равенств (1.28.6) — (1.28.8) получим

$$\frac{1}{F_2} = \frac{1}{l - f_1} + \frac{1}{f} = \frac{1}{l - \frac{dF_1}{d - F_1}} + \frac{1}{f}. \qquad (1.28.9)$$

Отсюда

$$f = \frac{F_2[ld - F_1(l + d)]}{d(l - F_1 - F_2) + F_1(F_2 - l)}.$$

Пусть F' — фокусное расстояние системы в том случае, когда свет сначала падает на линзу с фокусным расстоянием F_1. При $d \to \infty$ $f_1 \to F_1$ и $f \to F'$. Поэтому из выражения (1.28.9) следует, что

$$\frac{1}{F'} = \frac{1}{F_1 - l} + \frac{1}{F_2}. \qquad (1.28.10)$$

Если же свет падает сначала на линзу с фокусным расстоянием F_2, то фокусное расстояние системы F'' определяется из уравнения

$$\frac{1}{F''} = \frac{1}{F_2 - l} + \frac{1}{F_1}. \qquad (1.28.11)$$

Из уравнений (1.28.10) и (1.28.11) видно, что фокусное расстояние системы зависит от направления световых лучей:

$$F' \neq F''.$$

Однако при $l = 0$, когда линзы сдвинуты вплотную,

$$\frac{1}{F'} = \frac{1}{F''} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2},$$

или

$$D = D_1 + D_2. \qquad (1.28.12)$$

Оптическая сила системы тонких линз, сложенных вместе, равна сумме оптических сил этих линз.

Этот вывод справедлив независимо от того, собирающими или рассеивающими являются линзы. Проведённое доказательство можно распространить на любое количество тонких линз и получить формулу

$$\boxed{D = \sum_i D_i.} \qquad (1.28.13)$$

Формула сферического зеркала по структуре и смыслу совпадает с формулой тонкой линзы. Поэтому сделанный вывод относится также к *оптическим системам, содержащим зеркала в контакте с линзами*. Здесь, однако, необходимо иметь в виду, что, отразившись от зеркала, луч ещё раз пройдёт через линзу, оптическую силу которой нужно учитывать дважды (см. задачу 7).

Формулу (1.28.13) *полезно запомнить* и применять при решении задач на оптические системы.

Задача 7

В горизонтально расположенное вогнутое сферическое зеркало радиусом $R = 30$ см налит тонкий слой жидкости. Показатель преломления жидкости $n = 1{,}5$. Определите фокусное расстояние F этой системы.

Решение. Согласно формуле (1.28.13), оптическая сила данной системы равна

$$D = 2D_л + D_з,$$

где $D_л$ — оптическая сила линзы (тонкого слоя жидкости), а $D_з$ — оптическая сила зеркала:

$$D_л = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{n-1}{R},$$

$$D_з = \frac{2}{R}.$$

Следовательно,

$$D = \frac{2(n-1)}{R} + \frac{2}{R} = \frac{2n}{R}.$$

Фокусное расстояние системы

$$F = \frac{1}{D} = \frac{R}{2n} = 10 \text{ см}.$$

Задача 8

Определите увеличение, которое даёт лупа с фокусным расстоянием $F = 1{,}25$ см при аккомодации нормального глаза на расстояние наилучшего зрения.

Решение. При аккомодации глаза на бесконечность, т. е. при ненапряжённом глазе, увеличение лупы вычисляется по формуле (1.25.3)

$$\Gamma = \frac{d_0}{F} = d_0 D, \qquad (1.28.14)$$

где D — оптическая сила лупы.

Когда глаз аккомодирован на расстояние наилучшего зрения d_0, его оптическая сила увеличивается по сравнению с оптической силой ненапряжённого глаза. Найдём увеличение лупы для этого случая. Запишем формулы линзы для не-

напряжённого и аккомодированного на расстояние наилучшего зрения глаза:

$$\frac{1}{f} = D_1, \ \frac{1}{d_0} + \frac{1}{f} = D_2.$$

Вычитая почленно первое равенство из второго, найдём увеличение оптической силы глаза:

$$\Delta D = D_2 - D_1 = \frac{1}{d_0}. \qquad (1.28.15)$$

Так как глаз и лупу можно рассматривать как оптическую систему контактных линз, то увеличение оптической силы глаза приведёт к увеличению оптической силы системы «глаз—лупа». А это приведёт к возрастанию увеличения при использовании лупы. Теперь, согласно формулам (1.28.14) и (1.28.15),

$$\Gamma_1 = d_0(D + \Delta D) = d_0\left(D + \frac{1}{d_0}\right),$$

или

$$\Gamma_1 = \frac{d_0}{F} + 1 = 21. \qquad (1.28.16)$$

Упражнение 4

1. Тонкая стеклянная линза имеет в воздухе оптическую силу $D_1 = 5$ дптр. Показатель преломления стекла $n_1 = 1,5$. Если эту линзу погрузить в жидкость с показателем преломления n_2, её оптическая сила становится равной $D_2 = -1,2$ дптр. Определите n_2.
2. Высота пламени свечи $h = 5$ см. Линза даёт на экране изображение этого пламени высотой $h_1 = 15$ см. Не трогая линзы, свечу отодвинули на $l = 1,5$ см дальше от линзы и, передвинув экран, вновь получили резкое изображение пламени свечи высотой $h_2 = 10$ см. Определите фокусное расстояние линзы F.
3. Мнимое изображение светящейся точки в рассеивающей линзе находится в 2 раза ближе к линзе, чем сама точка. Найдите положение светящейся точки, если известно, что она лежит на оси линзы. Оптическая сила линзы $D = 5$ дптр.

4. На главной оптической оси собирающей линзы с фокусным расстоянием $F = 40$ см на расстоянии $d = 60$ см от линзы расположена светящаяся точка, которая колеблется вдоль оптической оси линзы с периодом колебаний $T = 0{,}3$ с. Амплитуда колебаний $A = 10$ см. Найдите среднее за период значение модуля скорости движения изображения.

5. В широкий сосуд с плоским дном, наполненный водой, помещена линза, фокусное расстояние которой в воде равно $F = 2$ см. Линза расположена горизонтально и вставлена в непрозрачный плоский экран. Дно сосуда находится в фокальной плоскости линзы. Найдите диаметр L светлого пятна на дне сосуда, если поверхность воды освещается рассеянным светом. Показатель преломления воды $n = 1{,}33$.

6. На оптической оси собирающей линзы на расстоянии $d = 25$ см от линзы помещён точечный источник света. По другую сторону линзы на расстоянии $a = 27$ см, а другой раз на расстоянии $b = 48$ см ставится экран. Освещённость центра светового пятна на экране в обоих случаях оказывается одинаковой. Определите фокусное расстояние F линзы.

7. Расстояние между источником и экраном $L = 50$ см. Линза даёт чёткое изображение источника при двух её положениях, расстояние между которыми $l = 10$ см. Каково фокусное расстояние линзы?

8. С помощью собирающей линзы получают на экране сначала увеличенное изображение пламени свечи, а затем уменьшенное. Высота увеличенного изображения $h_1 = 96$ мм, уменьшенного — $h_2 = 6$ мм. Считая расстояние между свечой и экраном неизменным, определите высоту пламени H.

9. Объектив фотоаппарата имеет фокусное расстояние $F = 5$ см. С какого расстояния сделан снимок дома высотой $H = 6$ м, если высота его изображения на негативе $h = 24$ мм?

10. Проекционный аппарат имеет объектив в виде тонкой линзы с фокусным расстоянием $F = 50$ мм. Квадратный диапозитив площадью $S = 10^{-3}$ м^2 находится на расстоянии $d = 0{,}051$ м от линзы. Определите площадь изображения на экране.

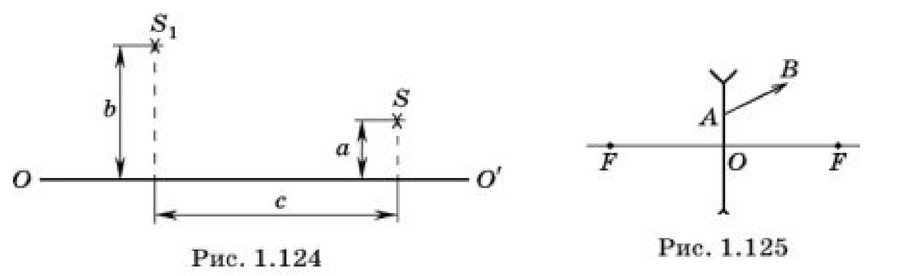


Рис. 1.124

Рис. 1.125

11. С помощью тонкой линзы получено изображение S_1 точечного источника S (рис. 1.124). Расстояния c, a, b, определяющие положения источника и изображения относительно оси OO', известны ($b > a$; $b - a \ll c$). Найдите фокусное расстояние линзы.

12. Через имеющееся в доске круглое отверстие диаметром $d = 10$ см проходит сходящийся пучок света, который даёт на экране, расположенном за доской параллельно ей, круглое пятно диаметром $L = 5$ см. Если в отверстие вставить собирающую линзу с фокусным расстоянием $F = 30$ см, то пятно превращается в точку. Найдите расстояние l между доской и экраном.

13. Двояковыпуклая линза формирует на экране изображение предмета. Между линзой и экраном поместили плоскопараллельную пластинку толщиной $a = 3$ см из материала с показателем преломления $n = 1,5$. В каком направлении и на сколько нужно сдвинуть экран, чтобы снова получить отчётливое изображение предмета?

14. В микроскоп резко видна верхняя грань плоскопараллельной пластины толщиной $H = 3$ см. Чтобы получить резкое изображение нижней грани, тубус микроскопа опустили на $h = 2$ см. Определите показатель преломления материала пластины.

15. На рисунке 1.125 изображён луч AB, прошедший сквозь рассеивающую линзу. Постройте ход луча до линзы, если положение её фокусов F известно.

16. На рисунке 1.126 показаны главная оптическая ось линзы, источник света и его изображение. Найдите построением оптический центр и фокусы линзы. Какая это линза: собирающая или рассеивающая? Каким является изображение: действительным или мнимым? Рассмотрите случаи: 1) A — источник, B — изображение; 2) B — источник, A — изображение.

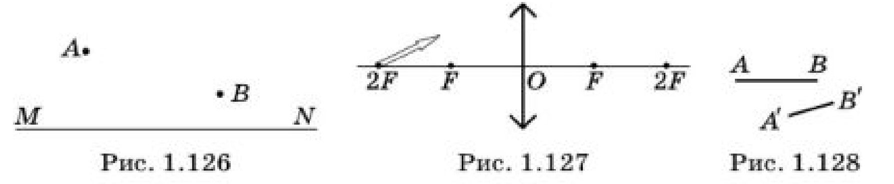


Рис. 1.126 Рис. 1.127 Рис. 1.128

17. Постройте изображение в собирающей линзе короткой стрелки, наклонённой к оптической оси линзы. Нижний конец стрелки расположен на главной оптической оси на двойном фокусном расстоянии от линзы (рис. 1.127).

18. Дан предмет AB и его изображение $A'B'$ в линзе (рис. 1.128). Найдите расположение линзы, считая её тонкой. Укажите расположение главных фокусов линзы. Какая это линза?

19. Часовщик повседневно носит очки, оптическая сила которых $D = -6$ дптр. Для работы с часовыми механизмами он снимает очки и приставляет к глазу лупу, на которой указано, что она даёт пятикратное увеличение. Какое в действительности будет увеличение лупы при аккомодации часовщиком глаза на расстояние наилучшего зрения?

20. Ближний предел аккомодации глаза близорукого человека $d_1 = 10$ см, дальний — $d_2 = 12{,}5$ см. Каковы будут эти пределы d_1' и d_2', если человек наденет очки с оптической силой $D_о = -7$ дптр?

21. Дальнозоркий человек может читать книгу, держа её на расстоянии не менее $d = 80$ см от глаза. Какова оптическая сила $D_о$ очков, которые должен носить этот человек, чтобы указанное расстояние было $d_0 = 25$ см?

22. Фокусное расстояние объектива микроскопа $F_1 = 0{,}5$ см, расстояние между оптическими центрами объектива и окуляра $l = 16$ см. Увеличение микроскопа для нормального глаза $\Gamma = 200$. Найдите увеличение $\Gamma_{ок}$ окуляра.

23. Точечный источник света помещён на оптической оси собирающей линзы с фокусным расстоянием $F_1 = 30$ см на расстоянии $d_1 = 120$ см от неё. По другую сторону линзы в её фокальной плоскости помещена рассеивающая линза. Чему равно фокусное расстояние F_2 рассеивающей линзы, если лучи после прохождения второй линзы кажутся исходящими из самого источника?

24. На каком минимальном расстоянии l_{min} надо расположить на Луне два ярких источника света, чтобы они были видны с Земли в телескоп раздельно? Фокусное расстояние объектива телескопа $F_1 = 8$ м и окуляра $F_2 = 1$ см. Глаз может видеть раздельно два предмета, наблюдаемые под углом не менее $\varphi_0 = 0{,}001$ рад. Расстояние от Земли до Луны $r \approx 400\,000$ км.

25. Для определения увеличения зрительной трубы, установленной на бесконечность, вывернули объектив и на его место поместили квадратную диафрагму (длина стороны L). Окуляр даёт действительное изображение стороны диафрагмы длиной l. Определите увеличение Г зрительной трубы.

---

1. Составьте памятку «Как купить хороший фотоаппарат».
2. Сделайте фотоальбом «Моя семья в моём объективе».
3. Напишите аналитический обзор «Эволюция оптических приборов».
4. Напишите эссе «Как я вижу мир».

Глава 2

СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

В геометрической оптике исследуется только направление световых лучей. Более глубоко свойства света и его взаимодействие с веществом рассматриваются в физической (волновой) оптике, принимающей во внимание волновую природу света.

§ 2.1. СКОРОСТЬ СВЕТА

Мы начнём главу с рассказа о том, как была измерена скорость света.

Когда мы поворачиваем выключатель, то вся комната сразу же озаряется светом. Кажется, что свету совсем не надо времени, чтобы достигнуть стен. Делались многочисленные попытки измерить скорость света. Одна из первых попыток принадлежала Г. Галилею. На вершинах двух холмов на расстоянии 1,5 км друг от друга находились два наблюдателя с фонарями. Первый наблюдатель подавал сигналы фонарём другому наблюдателю, который, увидев свет, посылал сигнал своим фонарём обратно. Промежуток времени между посылкой и приёмом сигнала первый наблюдатель измерял по числу ударов пульса. Время при этом получалось конечным, хотя и очень малым. Но Галилей понял, что задержка ответного сигнала связана со скоростью реакции нервной и мышечной систем человека, а не с конечной скоростью света. В конце концов скорость света была измерена с помощью более совершенных методов.

Астрономический метод измерения скорости света

Скорость света впервые удалось измерить датскому учёному О. Рёмеру в 1676 г. Рёмер был астрономом, и его успех объясняется именно тем, что проходимые светом расстояния, которые он использовал для измерений, были очень велики. Это расстояния между планетами Солнечной системы.

Рёмер наблюдал затмения спутников Юпитера — самой большой планеты Солнечной системы. Юпитер, в отличие от Земли, имеет не менее 60 спутников. Ближайший его спутник Ио стал предметом наблюдений Рёмера. Он видел, как спутник проходил перед планетой, а затем погружался в её тень и пропадал из поля зрения. Затем он опять появлялся, как мгновенно вспыхнувшая лампа. Промежуток времени между двумя вспышками оказался равным 42 ч 28 мин. Таким образом, эта «луна» представляла собой громадные небесные часы, через равные промежутки времени посылавшие свои сигналы на Землю.

Вначале измерения проводились в то время, когда Земля при своём движении вокруг Солнца ближе всего подошла к Юпитеру (рис. 2.1). Такие же измерения, проведённые 6 месяцев спустя, когда Земля удалилась от Юпитера на диаметр своей орбиты, неожиданно показали, что спутник опоздал появиться из тени на целых 22 мин по сравнению с моментом времени, который можно было рассчитать на основании знания периода обращения Ио.

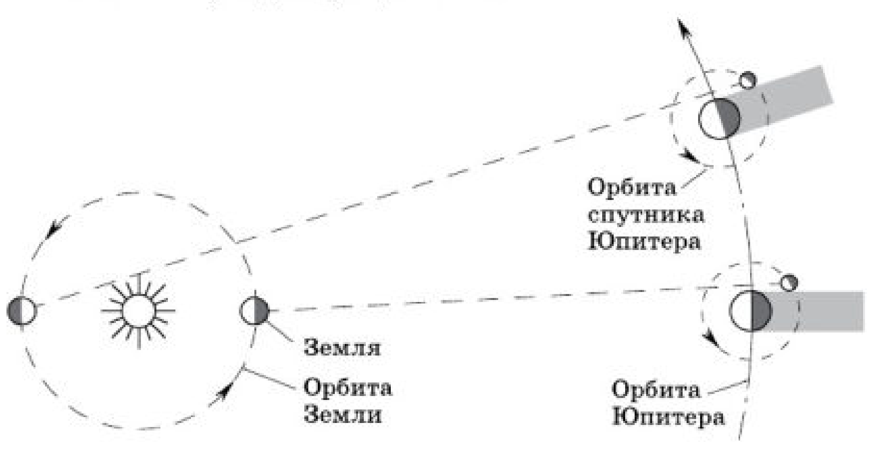


Рис. 2.1

Рёмер объяснял это так: «Если бы я мог остаться на другой стороне земной орбиты, то спутник всякий раз появлялся бы из тени в назначенное время; наблюдатель, находящийся там, увидел бы Ио на 22 мин раньше. Запаздывание в этом случае происходит от того, что свет употребляет 22 мин на прохождение от места моего первого наблюдения до моего теперешнего положения». Зная запаздывание появления Ио и расстояние, которым оно вызвано, можно определить скорость, разделив это расстояние (диаметр орбиты Земли) на время запаздывания. Скорость оказалась чрезвычайно большой, примерно 215 000 км/с*. Поэтому-то крайне трудно уловить время распространения света между двумя удалёнными точками на Земле. Ведь за 1 с свет проходит расстояние больше длины земного экватора в 7,5 раза.

Лабораторные методы измерения скорости света

Впервые скорость света лабораторным методом удалось измерить французскому физику И. Физо в 1849 г. В опыте Физо свет от источника, пройдя через линзу, падал на полупрозрачную пластинку *1* (рис. 2.2). После отражения от пластинки сфокусированный узкий пучок направлялся на периферию быстро вращающегося зубчатого колеса. Пройдя между зубцами, свет достигал зеркала *2*, находившегося на расстоянии нескольких километров от колеса. Отразившись от зеркала, свет, прежде чем попасть в глаз наблюдателя, должен был опять пройти между зубцами. Когда колесо вращалось медленно, свет, отражённый от зеркала, был виден. При увеличении скорости вращения он постепенно исчезал.

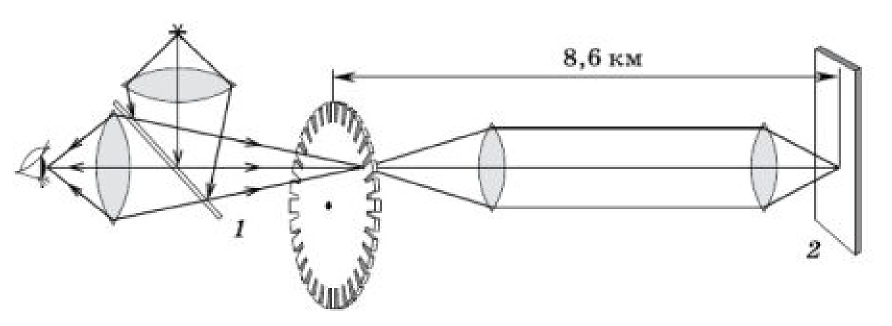


Рис. 2.2

* Сейчас для скорости света принято значение 300 000 км/с.

В чём же здесь дело? Пока свет, прошедший между двумя зубцами, шёл до зеркала и обратно, колесо успевало повернуться так, что на место прорези вставал зубец и свет переставал быть видимым.

При дальнейшем увеличении скорости вращения свет опять становился видимым. Очевидно, что за время путешествия света до зеркала и обратно колесо успело повернуться настолько, что на место прежней прорези встала уже новая прорезь. Зная это время и расстояние между колесом и зеркалом, можно определить скорость света. В опыте Физо расстояние равнялось 8,6 км, и для скорости света было получено значение 313 000 км/с.

Было разработано ещё много других, более точных лабораторных методов измерения скорости света. В частности, американский физик А. Майкельсон разработал совершенный метод измерения скорости света с применением вместо зубчатого колеса вращающихся зеркал.

Была измерена скорость в различных прозрачных веществах. Скорость света в воде была измерена в 1856 г. Она оказалась в 4/3 раза меньше, чем в вакууме. Во всех других веществах она также меньше, чем в вакууме.

По современным данным, скорость света в вакууме равна 299 792 458 м/с*. Ошибка в измерении скорости не превышает 0,3 м/с. Наиболее точные измерения скорости основаны не на определении времени прохождения светом определённого расстояния, а на независимом, очень точном измерении частоты и длины электромагнитной волны.

Определение скорости света сыграло в науке очень важную роль. Оно в значительной степени способствовало выяснению природы света. Особое значение скорость света имеет потому, что ни одно тело в мире не может иметь скорость, превышающую скорость света в вакууме.

? **1.** Почему скорость света измерялась различными методами?

2.° Верно ли, что при увеличении расстояния между Землёй и Юпитером промежуток времени между двумя последовательными затмениями Ио увеличивается?

---

*В 1983 г. на заседании Генеральной конференции по мерам и весам было принято новое определение метра: «Метр есть длина пути, пройденного светом в вакууме в течение временно́го интервала, равного 1/299 792 458 с». Из этого определения следует, что скорость света отныне принимается 299 792 458 м/с. Это сделано для того, чтобы каждый раз не менять определение метра по мере увеличения точности измерения расстояний.

§ 2.2. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Показатель преломления не зависит от угла падения светового пучка, но зависит от его цвета. Это было открыто Ньютоном.

Занимаясь усовершенствованием телескопов, Ньютон обратил внимание на то, что изображение, даваемое объективом, по краям окрашено. Он заинтересовался этим и первый «исследовал разнообразие световых лучей и проистекающие отсюда особенности цветов, каких до того никто даже не подозревал» (слова из надписи на надгробном памятнике Ньютону). Радужную окраску изображения, даваемого линзой, наблюдали, конечно, и до него. Было замечено также, что радужные края имеют предметы, рассматриваемые через призму. Пучок световых лучей, прошедших через призму, окрашивается по краям.

Опыты Ньютона

Основной опыт Ньютона был гениально прост. Ньютон догадался направить на призму световой пучок *малого* поперечного сечения. Пучок солнечного света проходил в затемнённую комнату через маленькое отверстие в ставне. Падая на стеклянную призму, он преломлялся и давал на

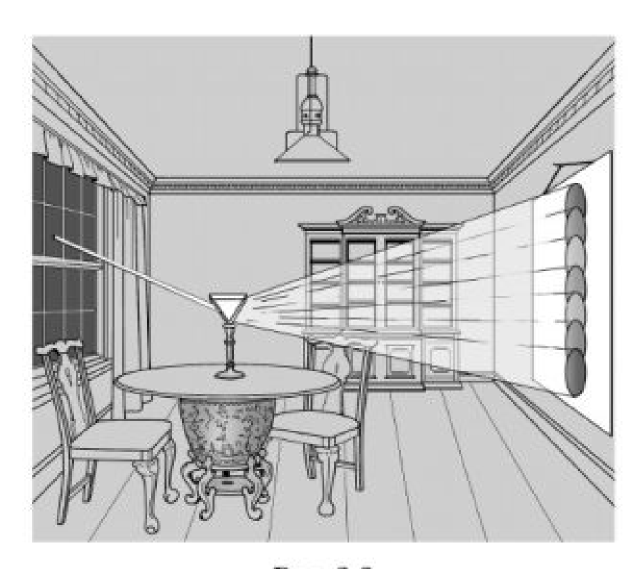


Рис. 2.3

противоположной стене удлинённое изображение с радужным чередованием цветов. Стилизованное изображение опыта Ньютона показано на рисунке 2.3. Ньютон выделил семь цветов: фиолетовый, синий, голубой, зелёный, жёлтый, оранжевый и красный, а саму радужную полоску назвал **спектром**.

Ньютон провёл серию опытов со скрещенными призмами. Эти опыты убедили Ньютона в том, что не призма окрашивает белый свет, как предполагалось раньше. Призма не изменяет свет, а лишь разлагает его на составные части. Белый свет имеет сложную структуру. Из него можно выделить пучки различных цветов, и лишь совместное их действие вызывает у нас впечатление белого цвета. В самом деле, если с помощью второй призмы, повёрнутой на 180° относительно первой, собрать все пучки спектра, то опять получится белый свет. Выделив же какую-либо часть спектра, например зелёную, и заставив свет пройти ещё через одну призму, мы уже не получим дальнейшего изменения окраски. «Вид цвета, — писал Ньютон, — свойственный каждому отдельному сорту лучей, не изменяется ни преломлением, ни отражением от естественных тел, ни какой-либо другой причиной, которую я мог бы наблюдать».

Дисперсия

Другой важный вывод, к которому пришёл Ньютон, был сформулирован им в трактате по «Оптике» следующим образом: «Световые пучки, отличающиеся по цвету, отличаются по степени преломляемости» (для них стекло имеет различные показатели преломления). Наиболее сильно преломляются фиолетовые лучи, меньше других — красные. Зависимость показателя преломления света от его цвета носит название дисперсии*.



В дальнейшем Ньютон усовершенствовал свои наблюдения спектра, чтобы получить более чистые цвета. Ведь круглые цветные пятна светового пучка, прошедшего через призму, частично перекрывали друг друга (см. рис. 2.3). Вместо круглого отверстия использовалась узкая щель, освещённая ярким источником. За щелью располагалась линза, дающая на экране изображение в виде узкой белой полоски. Если на

* От латинского слова dispersio — «рассеяние».

пути лучей поместить призму (рис. 2.4), то изображение щели будет растянуто в спектр.

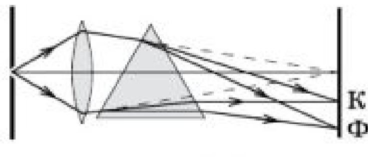


Рис. 2.4

Показатель преломления зависит от скорости света v в веществе (см. § 1.13). Абсолютный показатель преломления $n = \frac{c}{v}$.

Луч красного цвета преломляется меньше из-за того, что он имеет в веществе наибольшую скорость, а луч фиолетового цвета — наименьшую. Именно поэтому призма и разлагает свет. В пустоте скорости лучей разного цвета одинаковы. Если бы это было не так, то, к примеру, спутник Юпитера Ио, который наблюдал Рёмер, казался бы красным в момент его выхода из тени, а перед погружением в тень — фиолетовым. Но этого не наблюдается.

Цвет в природе

Зная, что белый свет имеет сложную структуру, можно объяснить удивительное многообразие красок в природе. Если предмет, например лист бумаги, отражает все падающие на него лучи различных цветов, то он будет казаться белым. Покрывая бумагу слоем красной краски, мы не создаём при этом света нового цвета, но задерживаем на листе некоторую часть имеющегося. Отражаться теперь будут только красные лучи, остальные же поглотятся слоем краски. Трава и листья деревьев кажутся нам зелёными потому, что из всех падающих на них солнечных лучей они отражают лишь зелёные, поглощая остальные. Если посмотреть на траву через красное стекло, пропускающее лишь красные лучи, то она будет казаться почти чёрной.

? 1. Почему только достаточно узкий световой пучок даёт спектр после прохождения сквозь призму, а у широкого пучка окрашенными оказываются лишь края?
2. В тетради написано красным карандашом «отлично» и зелёным «хорошо». Имеются два стекла — зелёное и красное. Через какое стекло надо смотреть, чтобы увидеть слово «отлично»?

§ 2.3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

В начале знакомства с физической оптикой мы рассмотрели методы измерения скорости света и доказательства того, что в среде свет распространяется медленнее, чем в вакууме. Это подтверждает справедливость волнового принципа Гюйгенса, с успехом применявшегося для объяснения отражения и преломления света. Однако необходимы более веские доказательства того, что свет при распространении ведёт себя как волна. Любому волновому движению, как было выяснено при изучении механических волн, присущи явления интерференции и дифракции. Для того чтобы быть уверенным в том, что свет имеет волновую природу, необходимо найти экспериментальные доказательства интерференции и дифракции света.

Для наблюдений интерференции волн на поверхности воды использовались два источника волн (два шарика, закреплённые на колеблющемся стерженьке). Получить интерференционную картину (чередование минимумов и максимумов освещённости) с помощью двух обычных независимых источников света, например двух электрических лампочек, невозможно. Включение ещё одной лампочки лишь увеличивает освещённость поверхности, но не создаёт чередования минимумов и максимумов освещённости. Выясним, в чём причина этого.

Сложение двух монохроматических волн

Посмотрим, что получится в результате сложения двух бегущих волн с одинаковыми частотами колебаний ω. Гармонические световые волны называются **монохроматическими***. Пусть эти волны распространяются от двух точечных источников S_1 и S_2, находящихся на расстоянии l друг от друга. Результат сложения волн будем рассматривать на расстоянии D от источников, много большем l ($D \gg l$). Экран, на который падают световые волны, расположим параллельно линии, соединяющей источники (рис. 2.5).

* Впоследствии мы увидим, что цвет определяется частотой волны (или её длиной). Поэтому гармоническая волна может быть названа монохроматической (одноцветной).

Световая волна — это, согласно электромагнитной теории света, электромагнитная волна. В электромагнитной волне в вакууме напряжённость электрического поля $\vec{E}$ по модулю в системе Гаусса равна магнитной индукции $\vec{B}$. Мы рассмотрим сложение волн напряжённости электрического поля. Впрочем, уравнение бегущей волны имеет одну и ту же форму для волн любой физической природы.

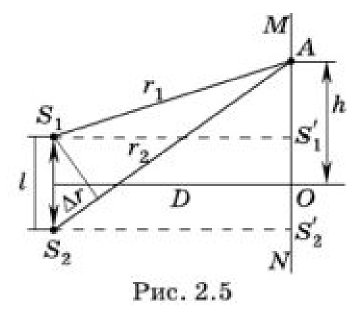


Рис. 2.5

Итак, источники S_1 и S_2 испускают две сферические монохроматические волны. Амплитуды этих волн убывают с расстоянием как $\frac{1}{r}$. Однако если мы будем рассматривать сложение волн на расстояниях r_1 и r_2 от источников, много больших расстояния l между источниками ($r_1 \gg l$ и $r_2 \gg l$), то амплитуды от обоих источников можно считать равными.

Волны, пришедшие от источников S_1 и S_2 в точку A экрана, имеют приблизительно одинаковые амплитуды $\vec{E}_0$ и одинаковые частоты ω. В общем случае начальные фазы колебаний в источниках волн могут различаться. Уравнение бегущей сферической волны в общем случае можно записать так:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) + \varphi_0\right]. \qquad (2.3.1)$$

Здесь φ_0 — начальная фаза колебаний в источнике ($r = 0$, $t = 0$).

При сложении двух волн в точке A возникает результирующее гармоническое колебание

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 =$$

$$= \vec{E}_0\left[\sin\left(\omega t - \frac{\omega r_1}{c} + \varphi_{01}\right) + \sin\left(\omega - \frac{\omega r_2}{c} + \varphi_{02}\right)\right]. \qquad (2.3.2)$$

Здесь мы считаем, что колебания $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ происходят вдоль одной прямой. Обозначим через $\varphi_1 = -\frac{\omega r_1}{c} + \varphi_{01}$ начальную фазу колебаний первой волны в точке A, а через $\varphi_2 = -\frac{\omega r_2}{c} + \varphi_{02}$ —

начальную фазу колебаний второй волны в этой же точке. Тогда

$$\vec{E} = \vec{E}_0[\sin(\omega t + \varphi_1) + \sin(\omega t + \varphi_2)] =$$

$$= 2\vec{E}_0 \cos\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right). \qquad (2.3.3)$$

Учитывая, что

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\frac{c}{\lambda},$$

для разности фаз получим выражение

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\frac{r_2 - r_1}{\lambda} + \varphi_{01} - \varphi_{02}. \qquad (2.3.4)$$

Амплитуда результирующих колебаний в точке A равна

$$E_{\text{р}} = 2E_0 \cos\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}. \qquad (2.3.5)$$

Интенсивность излучения I прямо пропорциональна квадрату амплитуды. Для одной волны $I_0 \sim E_0^2$, а для результирующих колебаний $I \sim E_{\text{р}}^2$. Поэтому для интенсивности волны в точке A имеем:

$$I = 4I_0 \cos^2\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = 2I_0[1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]. \qquad (2.3.6)$$

Условия максимумов и минимумов интерференционной картины

Интенсивность света в данной точке пространства определяется разностью фаз колебаний $\varphi_1 - \varphi_2$. Если колебания источников синфазны, то $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0$ и

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\frac{r_2 - r_1}{\lambda}. \qquad (2.3.7)$$

Разность фаз определяется разностью расстояний от источников до точки наблюдения $\Delta r = r_2 - r_1$. Напомним, что разность расстояний называется **разностью хода**. В тех точках пространства, для которых выполняется условие

$$\Delta r = r_2 - r_1 = k\lambda, \ \ k = 0, 1, 2, \ldots, \qquad (2.3.8)$$

волны, складываясь, усиливают друг друга, и результирующая интенсивность в 4 раза превосходит интенсивность каждой из волн. Напротив, при

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{\lambda}{2}(2k + 1) \qquad (2.3.9)$$

волны гасят друг друга ($I = 0$).

В результате в пространстве возникает *интерференционная картина*, представляющая собой чередование максимумов и минимумов интенсивности света, а значит, и освещённости экрана. Условия интерференционных максимумов (2.3.8) и минимумов (2.3.9) точно такие же, как и в случае интерференции механических волн.

Интерференционная картина

Если через источники провести какую-либо плоскость, то максимум интенсивности будет наблюдаться в точках плоскости, удовлетворяющих условию:

$$r_2 - r_1 = k\lambda = \text{const}.$$

Эти точки лежат на кривой, называемой **гиперболой**. Именно для гиперболы выполняется условие: разность расстояний от любой точки кривой до двух точек, называемых фокусами гиперболы, — величина постоянная. Получается семейство гипербол, соответствующих различным значениям k. Источники света являются фокусами гиперболы.

При вращении гиперболы вокруг оси, проходящей через источники S_1 и S_2, получаются две поверхности — двухполостный гиперболоид вращения (рис. 2.6). Различным значением k соответствуют различные гиперболоиды. Интерференционная картина на экране зависит от расположения экрана. Форма интерференционных полос даётся линиями пересечения плоскости экрана с этими гиперболоидами. Если экран A перпендикулярен линии S_1S_2, то интерференционные полосы имеют форму окружностей. Если же экран B расположен параллельно линии S_1S_2 (см. рис. 2.6), то интерференционные полосы будут гипер-

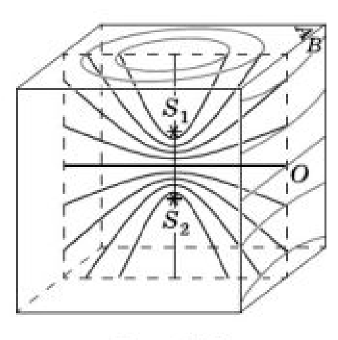


Рис. 2.6

болами. Но эти гиперболы при большом расстоянии D экрана от источников вблизи точки O приближённо можно рассматривать как отрезки параллельных прямых.

Найдём распределение интенсивности света на этом экране вдоль прямой MN, параллельной линии S_1S_2 (см. рис. 2.5). Для этого найдём зависимость разности фаз (2.3.7) от расстояния $h = OA$. Применяя теорему Пифагора к треугольникам S_1AS_1' и S_2AS_2', получим:

$$r_2^2 = D^2 + \left(h + \frac{l}{2}\right)^2, \; r_1^2 = D^2 + \left(h - \frac{l}{2}\right)^2.$$

Вычитая почленно из первого равенства второе, найдём:

$$r_2^2 - r_1^2 = 2hl, \text{ или } (r_1 + r_2)(r_2 - r_1) = 2hl.$$

Считая $l \ll D$, приближённо будем иметь $r_1 + r_2 \approx 2D$ и, следовательно,

$$r_2 - r_1 \approx \frac{hl}{D}. \qquad (2.3.10)$$

Интенсивность света (2.3.6) меняется с изменением h:

$$I = 2I_0\left[1 + \cos\left(2\pi\frac{l}{\lambda D}h\right)\right]. \qquad (2.3.11)$$

График этой функции показан на рисунке 2.7. Интенсивность меняется периодически и достигает максимумов при условии

$$r_2 - r_1 = \frac{h_k l}{D} = k\lambda, \; k = 0, 1, 2, \ldots . \qquad (2.3.12)$$

Величина h_k определяет положение максимума номера k. Расстояние между соседними максимумами:

$$\Delta h = h_{k+1} - h_k = \frac{\lambda D}{l}. \qquad (2.3.13)$$

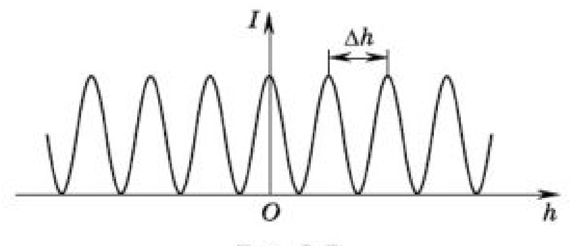


Рис. 2.7

Оно прямо пропорционально длине волны λ и тем больше, чем меньше расстояние l между источниками по сравнению с расстоянием D до экрана.

В действительности интенсивность не будет неизменной при переходе от одного интерференционного максимума к другому и не остаётся постоянной вдоль одной интерференционной полосы. Дело в том, что амплитуды волн от источников S_1 и S_2 равны точно только в точке O. В других точках они равны лишь приблизительно.

Как и в случае механических волн, образование интерференционной картины не означает превращения световой энергии в какие-либо другие формы. Она только перераспределяется в пространстве. Среднее значение суммарной интенсивности света равно сумме интенсивностей от двух источников. Действительно, среднее значение интенсивности (2.3.11) по всей длине интерференционной картины равно $2I_0$, так как среднее значение косинуса при всевозможных значениях аргумента в зависимости от h равно нулю.

Почему световые волны от двух источников не когерентны?

Интерференционная картина от двух источников, которую мы описали, возникает только при сложении монохроматических волн одинаковых частот. У монохроматических волн разность фаз колебаний в любой точке пространства постоянна. Волны с одинаковой частотой и постоянной разностью фаз называются **когерентными**. Только когерентные волны, налагаясь друг на друга, дают устойчивую интерференционную картину с неизменным расположением в пространстве максимумов и минимумов колебаний. Световые же волны от двух независимых источников не являются когерентными.

Атомы источников излучают свет независимо друг от друга отдельными «обрывками» (цугами) синусоидальных волн. Длительность непрерывного излучения атома около 10^{-8} с. За это время свет проходит путь длиной около 3 м (рис. 2.8). Эти цуги волн от обоих источников налагаются друг на друга. Разность фаз колебаний в любой точке пространства хаотически меняется со временем в зависимости от того, как в данный момент времени цуги от различных источников сдвинуты друг относительно друга. Волны от различных источников света *некогерентны* из-за того, что разность на-

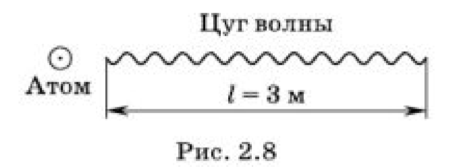


Рис. 2.8

чальных фаз не остаётся постоянной*. Фазы φ_{01} и φ_{02} меняются случайным образом, и из-за этого случайным образом меняется разность фаз результирующих колебаний в любой точке пространства.

При случайных обрывах и возникновениях колебаний разность фаз меняется беспорядочно, принимая за время наблюдения τ всевозможные значения от 0 до 2π. В результате за время τ, много большее времени нерегулярных изменений фазы (порядка 10^{-8} с), среднее значение $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ в формуле для интенсивности (2.3.6) равно нулю. Интенсивность света оказывается равной сумме интенсивностей от отдельных источников, и никакой интерференционной картины наблюдаться не будет.

В некогерентности световых волн заключается главная причина того, что свет от двух источников не даёт интерференционной картины. Это главная, но не единственная причина. Другая причина заключается в том, что длина световой волны, как мы скоро увидим, очень мала. Это сильно затрудняет наблюдение интерференции, если даже располагать когерентными источниками волн.

§ 2.4. НАБЛЮДЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ОПТИКЕ. ДЛИНА СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Для того чтобы при наложении световых волн наблюдалась устойчивая интерференционная картина, необходимо, чтобы волны были когерентны, т. е. имели одинаковую длину волны и постоянную разность фаз.

Идея Огюстена Френеля

Для получения когерентных источников света французский физик Огюстен Френель (1788—1827) нашёл в 1815 г. простой и остроумный способ. **Надо свет от одного источни-**

---

*Исключение составляют квантовые генераторы света — лазеры, созданные в 1960 г. О лазерах мы расскажем в дальнейшем.

ка разделить на два пучка и, заставив их пройти различные пути, свести вместе. Тогда цуг волн, испущенных отдельным атомом, разделится на два когерентных цуга. Так будет для цугов волн, испускаемых *каждым* атомом источника. Свет, испускаемый одним атомом, даёт определённую интерференционную картину. При наложении этих картин друг на друга получается достаточно интенсивное распределение освещённости на экране: интерференционную картину можно наблюдать. Такой метод называется делением фронта волны.

Имеется много способов получения когерентных источников света, но суть их одинакова. С помощью разделения пучка на две части получают два мнимых источника света, дающих когерентные волны. Для этого используют два зеркала (бизеркала Френеля), бипризму (две призмы, сложенные основаниями), билинзу (разрезанную пополам линзу с раздвинутыми половинами) и др. Мы подробно рассмотрим одно устройство.

Бипризма Френеля

Бипризма состоит из двух призм с малыми преломляющими углами, сложенных вместе, как показано на рисунке 2.9. Свет от источника S падает на левые (по рисунку) грани бипризмы, и после преломления возникают два световых пучка.

Продолжения лучей, преломлённых верхней и нижней призмами, пересекаются в двух точках S_1 и S_2, представляющих собой мнимые изображения источника S. При малых значениях преломляющих углов θ призмы источник и оба изображения лежат практически в одной плоскости. Волны в обоих пучках когерентны, так как фактически они испущены одним источником.

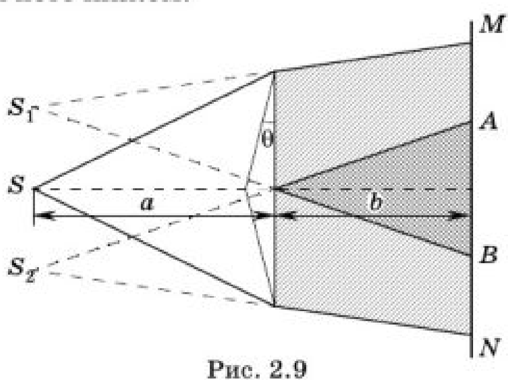


Рис. 2.9

Оба пучка налагаются друг на друга и интерферируют. Возникает интерференционная картина, описанная в предыдущем параграфе.

Очень наглядным доказательством того, что мы имеем дело именно с интерференцией, служит простое изменение опыта. Если одну половину бипризмы прикрыть непрозрачным экраном, то интерференционная картина исчезает, так как наложения волн не происходит. Расстояние между интерференционными полосами (2.3.13) зависит от длины волны λ, расстояния b от бипризмы до экрана и расстояния l между мнимыми источниками. Вычислим это расстояние.

Для вычисления l проще всего рассмотреть ход луча, падающего на призму нормально (рис. 2.10). Такого луча в действительности нет, но его можно построить, мысленно продолжив преломляющую грань призмы. Продолжения всех лучей, падающих на грань призмы, пересекаются в точке S_1 — мнимом источнике. Как видно из рисунка, $\alpha = \theta$ и $SA = a\theta$, где a — расстояние от источника до бипризмы. Согласно закону преломления для малых углов $\beta = n\theta$. (Углы малы при малом преломляющем угле призмы и при a, много большем размеров бипризмы.) Расстояние

$$AS_1 = \frac{l}{2} + a\theta \approx a\beta \approx a\theta n.$$

Отсюда $l = 2a\theta(n - 1)$. Расстояние между интерференционными полосами согласно (2.3.13) равно

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{l} = \frac{\lambda(a + b)}{2a\theta(n - 1)}. \qquad (2.4.1)$$

Здесь b — расстояние от бипризмы до экрана.

Чем меньше преломляющий угол призмы θ, тем больше расстояние между интерференционными максимумами. Соответственно, интерференционную картину легче наблюдать. Именно поэтому бипризма должна иметь малые преломляющие углы.

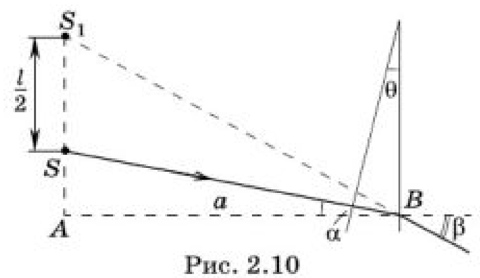


Рис. 2.10

Размеры источника

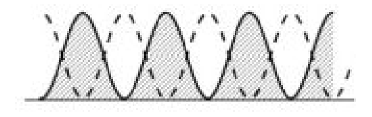


Рис. 2.11

Для наблюдения интерференции с помощью бипризмы и подобных ей устройств геометрические размеры источника света должны быть малы. Дело в том, что группы атомов верхней, к примеру, части источника дают свою интерференционную картину, а нижней — свою. Эти картины смещены друг относительно друга (рис. 2.11). При больших размерах источника максимумы одной картины совпадут с минимумами другой и в результате интерференционная картина размажется (освещённость станет равномерной).

Длина световой волны

Интерференционная картина позволяет определить длину световой волны. Это можно сделать, в частности, в опытах с бипризмой. Зная расстояния a и b, преломляющий угол θ бипризмы, её показатель преломления n и измеряя расстояние Δh между интерференционными максимумами, можно найти длину световой волны λ с помощью формулы (2.4.1).

При освещении бипризмы белым светом только центральный максимум остаётся белым. Все остальные максимумы имеют радужную окраску. Ближе к центру картины появляется фиолетовая окраска, а дальше — красная. Согласно формуле (2.3.12), это означает, что длина волны красного цвета максимальна, а фиолетового минимальна. Расстояние интерференционного максимума от центра картины

$$h_k = \frac{D\lambda}{l}k. \tag{2.4.2}$$

Лишь при $k = 0$ $h_k = 0$ для всех длин волн.

Зависимость цвета от длины волны легко обнаружить, помещая на пути белого света, падающего на бипризму, различные светофильтры. Расстояния между максимумами для лучей красного цвета больше, чем для жёлтого, зелёного и всех других.

Измерения дают для красного света $\lambda_к \approx 8 \cdot 10^{-7}$ м, а для фиолетового $\lambda_ф \approx 4 \cdot 10^{-7}$ м. Длины волн, соответствующие другим цветам спектра, имеют промежуточные значения.

Для любого цвета длина световой волны очень мала. Некоторое наглядное представление о длине волны можно получить из такого сравнения: если бы длина морской волны (несколько метров) увеличилась во столько раз, во сколько надо увеличить длину световой волны, чтобы она сравнялась с шириной страницы этой книги, то на всём Атлантическом океане (от Нью-Йорка в Америке до Лиссабона в Европе) уместилась бы лишь одна волна. Но всё же длина световой волны примерно в тысячу раз больше диаметра атома (10^{-10} м).

Длина волны и цвет

Явление интерференции не только доказывает наличие у света волновых свойств, но и позволяет измерить длину световой волны. Одновременно выясняется, что подобно тому, как высота звука определяется его частотой, цвет света определяется длиной волны $\left(\text{или частотой колебаний, так как } \nu = \frac{c}{\lambda}\right)$. Зная, от какой физической характеристики световой волны зависит цвет, можно дать более глубокое, чем в § 2.2, определение дисперсии света. **Дисперсией называется зависимость показателя преломления света от частоты колебаний (или длины волны).**

Вне нас в природе нет никаких красок, есть лишь волны разной длины. Глаз — сложный физический прибор, способный различать незначительную (около 10^{-6} см) разницу в длине световых волн. Интересно, что большинство животных, в том числе и собаки, неспособны различать цвета, а различают лишь интенсивность света. Они видят чёрно-белую картину, как в нецветном кино или на экране чёрно-белого телевизора. Не различают цвета также дальтоники — люди, страдающие цветовой слепотой.

§ 2.5. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ

Френель придумал метод получения когерентных волн для наблюдения интерференции света. Однако не он первый наблюдал интерференцию и не он открыл явление интерференции света.

Некоторый курьёз состоял в том, что интерференцию света наблюдали очень давно, но только не отдавали себе в этом отчёта. Вы тоже множество раз видели

интерференционную картину, когда в детстве развлекались пусканием мыльных пузырей или наблюдали за радужным переливом цветов тонкой плёнки керосина или нефти на поверхности воды.

Идея Томаса Юнга

Английский учёный Томас Юнг (1773—1829) первым пришёл в 1802 г. к гениальной мысли о возможности объяснения цветов тонких плёнок наложением волн, одна из которых отражается от наружной поверхности плёнки, а вторая — от внутренней* (рис. 2.12). Это так называемый метод деления амплитуды волны. Волны когерентны, так как они испущены одним атомом S протяжённого источника света. Волны *1* и *2* усиливают или ослабляют друг друга в зависимости от разности хода. Эта разность хода возникает из-за того, что волна *2* проходит внутри плёнки дополнительный путь $AB + BC$, а волна *1* при этом проходит лишь дополнительное расстояние AD. Нетрудно подсчитать (проделайте это сами), что при пренебрежении преломлением света ($n \approx 1$) разность хода

$$\Delta r = 2h\cos\alpha, \qquad (2.5.1)$$

где h — толщина плёнки, α — угол падения. Усиление света происходит, если разность хода равна целому числу длин волн, а ослабление — при разности хода, равной нечётному числу длин полуволн. Волны разного цвета имеют разную длину волны. Для взаимного гашения длинных волн нужна бóльшая толщина плёнки, чем для гашения более коротких волн. Следовательно, если плёнка имеет неодинаковую толщину в различных местах, то должны появиться различные цвета при освещении плёнки белым светом.

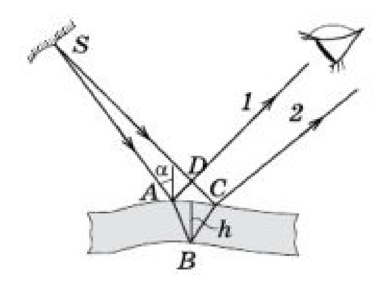


Рис. 2.12

* Публикуя свои работы по интерференции, Френель ничего не знал о работах Юнга.

Локализация интерференционных полос (полосы равной толщины)

Интерференция в тонких плёнках наблюдается при освещении их поверхности весьма протяжёнными источниками света, даже при освещении рассеянным светом пасмурного неба. Здесь не нужны жёсткие ограничения на размеры источника, как в опытах Френеля с бипризмой и другими приспособлениями. Но зато в опытах Френеля интерференционная картина не локализована. Экран за призмой (см. рис. 2.9) можно расположить в любом месте, где перекрываются световые пучки от мнимых источников. Интерференционная картина в тонких плёнках локализована определённым образом.

Для её наблюдения на экране нужно с помощью линзы получить на нём изображение *поверхности плёнки*. При визуальном наблюдении изображение поверхности получается на сетчатке. В этом случае лучи от разных участков источника, падающие на одно и то же место плёнки, собираются затем на экране (или на сетчатке глаза) вместе (рис. 2.13). Для любой пары лучей разность хода примерно одинакова, так как одинакова толщина плёнки h, а углы падения различаются мало. Лучи с сильно различающимися углами падения не попадут в линзу, а тем более в зрачок глаза, имеющий малые размеры.

Для всех участков плёнки равной толщины разность хода одна и та же и, следовательно, одинакова освещённость экрана, на котором получается изображение этих участков. В результате на экране видны *полосы равной толщины* плёнки.

Если же на экране сфокусирована поверхность источника, то лучи от данного участка источника попадают в одну и ту же точку экрана после отражения от *разных* участков плёнки (рис. 2.14). Для разных пар лучей разность хода различна из-за различной толщины плёнки. Поэтому интерференционная картина размывается.

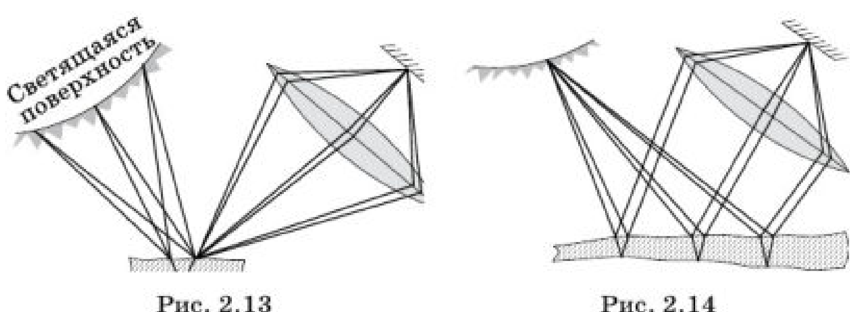


Рис. 2.13 Рис. 2.14

§ 2.6. КОЛЬЦА НЬЮТОНА

Простая интерференционная картина возникает в тонкой прослойке воздуха между стеклянной пластиной и положенной на неё плоско-выпуклой линзой большого радиуса кривизны. Эта интерференционная картина (линии равной толщины) имеет вид концентрических колец, называемых кольцами Ньютона.

Кольца Ньютона

Возьмите линзу с большим фокусным расстоянием (следовательно, с малой кривизной поверхности) и положите её на стеклянную пластину. Внимательно разглядывая поверхность линзы (лучше через лупу), вы обнаружите в месте соприкосновения линзы и пластины тёмное пятно и вокруг него маленькие радужные кольца. Расстояния между соседними кольцами быстро убывают по мере увеличения их радиуса (рис. I, 1 на форзаце). Это и есть кольца Ньютона. Впервые их обнаружил Р. Гук, а Ньютон исследовал не только в белом свете, но и при освещении линзы одноцветным (монохроматическим) светом. Оказалось, что радиусы колец растут пропорционально квадратному корню из порядкового номера кольца, а радиусы колец одного и того же порядкового номера увеличиваются при переходе от фиолетового конца спектра к красному (рис. I, 2 и 3 на форзаце). Всё это вы можете проверить с помощью самостоятельных наблюдений.

Объяснить, почему возникают кольца, Ньютон, придерживавшийся корпускулярной теории света, не мог. Впервые это удалось Юнгу на основе идеи интерференции.

Вычислим радиусы тёмных колец Ньютона. Для этого нужно подсчитать разность хода двух лучей, отражённых от выпуклой поверхности линзы на границе стекло — воздух и поверхности пластины на границе воздух — стекло (рис. 2.15). Радиус r_k кольца номера k связан с толщиной

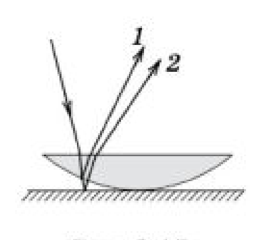


Рис. 2.15

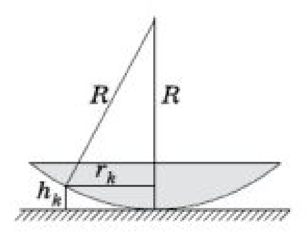


Рис. 2.16

воздушной прослойки простым соотношением. Согласно теореме Пифагора (рис. 2.16)

$$R^2 = r_k^2 + (R - h_k)^2,$$

где R — радиус кривизны линзы. Отсюда $2Rh_k = r_k^2 + h_k^2$. Так как радиус кривизны линзы велик по сравнению с h_k, то $h_k \ll r_k$. Поэтому $2Rh_k \approx r_k^2$ или

$$h_k = \frac{r_k^2}{2R}. \quad (2.6.1)$$

Вторая волна проходит путь, на $2h_k$ больший, чем первая. Однако разность хода оказывается большей $2h_k$. При отражении световой волны, так же как и при отражении механической волны, может происходить изменение фазы колебаний на π, что означает увеличение разности хода дополнительно на $\frac{\lambda}{2}$. Оказывается, что при отражении волны на границе среды с бóльшим показателем преломления фаза колебаний меняется на π. (То же происходит у волны на резиновом шнуре, конец которого жёстко закреплён.) При отражении от оптически менее плотной среды фаза колебаний не меняется. В нашем случае фаза волны меняется только при отражении от стеклянной пластины.

С учётом дополнительного увеличения разности хода на $\frac{\lambda}{2}$ условие минимумов интерференционной картины запишется так:

$$2h_k + \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}(2k + 1), \; k = 0, 1, 2, \ldots . \quad (2.6.2)$$

Подставляя в эту формулу выражение (2.6.1) для h_k, определим радиус тёмного кольца r_k в зависимости от λ и R:

$$r_k = \sqrt{\lambda R k}. \quad (2.6.3)$$

Тёмное кольцо в центре ($k = 0$, $h_k = 0$) возникает из-за изменения фазы на π при отражении от стеклянной пластины.

Радиусы светлых колец определяются выражением

$$r_k = \sqrt{R\frac{\lambda}{2}(2k + 1)}, \; k = 0, 1, 2, \ldots . \quad (2.6.4)$$

Изменение длины волны в веществе

При переходе света из одной среды в другую длина волны изменяется. Это можно обнаружить так. Заполним водой или другой прозрачной жидкостью с показателем преломления n воздушную прослойку между линзой и пластиной. Радиусы интерференционных колец уменьшатся. Почему это происходит?

Мы знаем, что при переходе света из вакуума в какую-либо среду скорость света уменьшается в n раз. Так как $\upsilon = \lambda\nu$, то при этом должна уменьшаться либо частота, либо длина волны. Но радиусы колец зависят от длины волны. Следовательно, когда свет входит в среду, изменяется в n раз именно длина волны, а не частота.

Когда на практике цвет света характеризуют длиной волны, имеют в виду длину волны в вакууме.

Почему плёнки должны быть тонкими?

При наблюдении интерференции в тонких плёнках нет ограничений на размеры источника. Но есть ограничения на толщину плёнки. В оконном стекле вы не увидите интерференционной картины, подобной той, какую дают тонкие плёнки керосина и других жидкостей на поверхности воды. Посмотрите ещё раз на рисунок колец Ньютона в белом свете. По мере удаления от центра увеличивается толщина воздушной прослойки. При этом расстояния между интерференционными максимумами уменьшаются, а при достаточно большой толщине прослойки вся интерференционная картина смазывается, и колец не видно совсем.

То, что разность радиусов $\Delta r = r_{k+1} - r_k$ соседних колец уменьшается с ростом порядка спектра k, следует из формул (2.6.3) и (2.6.4). Но неясно, почему интерференционная картина вообще исчезает при больших k, т. е. при больших толщинах воздушной прослойки h.

Всё дело в том, что свет никогда не является строго монохроматическим. Падает на плёнку (или воздушную прослойку) не бесконечная монохроматическая волна, а конечный цуг волн. Чем менее монохроматичен свет, тем этот цуг короче. Если длина цуга меньше удвоенной толщины плёнки, то волны *1* и *2*, отражённые от поверхностей плёнки, не встретятся никогда (рис. 2.17).

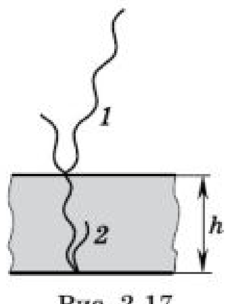


Рис. 2.17

Определим толщину плёнки, при которой ещё можно наблюдать интерференцию. Немонохроматический свет состоит из волн различной длины. Предположим, что спектральный интервал равен $\Delta\lambda$, т. е. присутствуют все длины волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Тогда каждому значению k соответствует не одна интерференционная линия, а разноцветная полоса. Чтобы интерференционная картина не смазывалась, нужно, чтобы полосы, соответствующие соседним значениям k, не перекрывались. В случае колец Ньютона необходимо, чтобы $r_{k+1}(\lambda) \geqslant r_k(\lambda + \Delta\lambda)$. Подставляя радиусы колец из формулы (2.6.4), получим:

$$\sqrt{\frac{R\lambda}{2}(2k+3)} \geqslant \sqrt{\frac{R(\lambda+\Delta\lambda)}{2}(2k+1)}. \qquad (2.6.5)$$

Отсюда получается условие

$$\Delta\lambda \leqslant \frac{\lambda}{k+\frac{1}{2}}. \qquad (2.6.6)$$

Если $\Delta\lambda \ll \lambda$, то k должно быть велико и

$$\Delta\lambda \leqslant \frac{\lambda}{k}. \qquad (2.6.7)$$

Ширина спектрального интервала должна быть много меньше длины волны λ, делённой на порядок спектра k. Это соотношение справедливо не только для колец Ньютона, но и при интерференции в любых тонких плёнках.

§ 2.7. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Применения интерференции очень важны и обширны.

Существуют специальные приборы — *интерферометры*, действие которых основано на явлении интерференции. Назначение их может быть различным: точное измерение длин световых волн, измерение показателя преломления газов и др. Имеются интерферометры специального назначения. Об одном из них, сконструированном Майкельсоном для фиксации очень малых изменений скорости света, будет рассказано в главе «Основы теории относительности».

Мы остановимся только на двух применениях интерференции.

Проверка качества обработки поверхностей

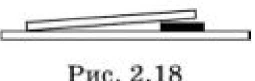


Рис. 2.18

С помощью интерференции можно оценить качество шлифовки поверхности изделия с погрешностью до 10^{-6} см. Для этого нужно создать тонкую прослойку воздуха между поверхностью образца и очень гладкой эталонной пластиной (рис. 2.18). Тогда неровности поверхности до 10^{-6} см вызовут заметные искривления интерференционных полос, образующихся при отражении света от проверяемой поверхности и нижней грани эталонной пластины.

В частности, качество шлифовки линзы можно проверить, наблюдая кольца Ньютона. Кольца будут правильными окружностями только в том случае, если поверхность линзы строго сферическая. Любое отступление от сферичности, большее $0{,}1\lambda$, будет заметно сказываться на форме колец. В том месте, где на линзе имеется выпуклость, кольца будут выгибаться к центру.

Любопытно, что итальянский физик Э. Торричелли (1608—1647) умел шлифовать линзы с погрешностью до 10^{-6} см. Его линзы хранятся в музее, и качество их проверено современными методами. Как же это ему удавалось? Ответить на этот вопрос трудно. В то время секреты мастерства обычно не выдавались. Видимо, Торричелли обнаружил интерференционные кольца задолго до Ньютона и догадался, что с их помощью можно проверять качество шлифовки. Но, разумеется, никакого представления о том, почему кольца появляются, у Торричелли быть не могло.

Отметим ещё, что, используя почти строго монохроматический свет, можно наблюдать интерференционную картину при отражении от плоскостей, находящихся друг от друга на большом расстоянии (порядка нескольких метров). Это позволяет измерять расстояния в сотни сантиметров с погрешностью до 10^{-6} см.

Просветление оптики

Объективы современных фотоаппаратов или кинопроекторов, перископы подводных лодок и различные другие оптические устройства состоят из большого числа оптических стёкол — линз, призм и др. Проходя через такие устройства, свет отражается от многих поверхностей. Число отражающих поверхностей в современных фотообъективах пре-

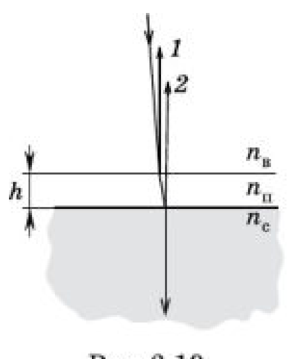


Рис. 2.19

вышает 10, а в перископах подводных лодок доходит до 40. При падении света перпендикулярно поверхности от каждой поверхности отражается 4—5% всей энергии. Поэтому сквозь прибор часто проходит всего 10—20% поступающего в него света. В результате этого освещённость изображения получается малой. Кроме того, ухудшается качество изображения. Часть светового пучка после многократного отражения от внутренних поверхностей всё же проходит через оптический прибор, но рассеивается и уже не участвует в создании чёткого изображения. На фотографических изображениях, например, по этой причине образуется «вуаль».

Для устранения этих неприятных последствий отражения света от поверхностей оптических стёкол надо уменьшить долю отражённой энергии света. Даваемое прибором изображение делается при этом ярче, «просветляется». Отсюда и происходит термин *просветление оптики*.

Просветление оптики основано на интерференции. На поверхность оптического стекла, например линзы, наносят тонкую плёнку с показателем преломления $n_п$, меньшим показателя преломления стекла $n_с$. Для простоты рассмотрим случай нормального падения света на плёнку (рис. 2.19). Условие того, что отражённые от верхней и нижней поверхностей плёнки волны гасят друг друга, запишется (для плёнки минимальной толщины) следующим образом:

$$2h = \frac{\lambda}{2n_п}, \qquad (2.7.1)$$

где $\frac{\lambda}{n_п}$ — длина волны в плёнке, а $2h$ — разность хода*.

Если амплитуды обеих отражённых волн одинаковы или очень близки к другу, то гашение света будет полным. Чтобы добиться этого, подбирают соответствующим образом показатель преломления плёнки, так как интенсивность от-

---

*В случае когда показатель преломления воздуха $n_в < n_п$, а $n_п < n_с$, при отражении от поверхности плёнки и от поверхности стекла происходит изменение фазы на π. В результате эти отражения не влияют на разность фаз волн *1* и *2*; она определяется только толщиной плёнки.

ражённого света определяется отношением коэффициентов преломления двух граничащих сред.

На линзу при обычных условиях падает белый свет. Выражение (2.7.1) показывает, что требуемая толщина плёнки зависит от длины волны. Поэтому осуществить гашение отражённых волн всех частот невозможно. Толщину плёнки подбирают так, чтобы полное гашение при нормальном падении имело место для длин волн средней части спектра (зелёный цвет, $\lambda_з = 5{,}5 \cdot 10^{-5}$ см); она должна быть равна четверти длины волны в плёнке*:

$$h = \frac{\lambda_з}{4n_п}.$$

Отражение света крайних участков спектра — красного и фиолетового — ослабляется незначительно. Поэтому объектив с просветлённой оптикой в отражённом свете имеет сиреневый оттенок. Сейчас даже простые дешёвые фотоаппараты имеют просветлённую оптику.

В заключение ещё раз подчеркнём, что гашение света светом не означает превращения световой энергии в другие формы. Как и при интерференции механических волн, гашение волн друг другом в данном участке пространства означает, что световая энергия сюда просто не поступает. Гашение отражённых волн у объектива с просветлённой оптикой означает, что весь свет проходит сквозь объектив.

? **1.** Как можно использовать два зеркала для наблюдения интерференции? Как зависит интерференционная картина от угла между зеркалами?

2. Длина волны в воде уменьшается в 1,33 раза (1,33 — показатель преломления воды). Какой цвет увидит ныряльщик под водой, если её осветить светом с длиной волны 700 нм?

3. После удара камнем по прозрачному льду возникают трещины, переливающиеся всеми цветами радуги. Почему?

4. Нарисуйте примерную картину интерференционных полос на мыльной плёнке, образовавшейся на треугольной рамке. Рамка с плёнкой расположена вертикально.

5. Почему кольца Ньютона не образуются при отражении света от двух поверхностей линзы?

---

*Практически наносят слой, толщина которого на целое число длин волн больше. Это удобнее. Промышленный метод нанесения на поверхность оптических стёкол тонких плёнок был разработан отечественными учёными И. В. Гребенщиковым, А. Н. Терениным и др.

6. От каких физических величин зависит интенсивность света в данной точке пространства?

§ 2.8. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Если свет представляет собой волновой процесс, на что убедительно указывает явление интерференции, то должна наблюдаться и дифракция света. Ведь дифракция — огибание волнами препятствий — присуща любому волновому движению. Но наблюдать дифракцию света нелегко. Волны заметным образом огибают препятствия, если размеры последних сравнимы с длиной волны. А эта длина очень мала.

Первые наблюдения дифракции



Впервые дифракцию света наблюдал итальянский учёный Ф. Гримальди в середине XVII в. В узкий пучок света Гримальди помещал различные предметы, в частности тонкие нити. При этом тень на экране оказывалась не такой, какой она должна быть согласно законам геометрической оптики. Кроме того, по обе стороны тени обнаруживались цветные полосы.

Пропуская тонкий пучок света через маленькое отверстие, Гримальди также наблюдал отступление от закона прямолинейного распространения света. Светлое пятно против отверстия оказывалось большего размера, чем это следовало ожидать при прямолинейном распространении света. Эти опыты может выполнить каждый из вас, но они требуют тщательной подготовки.

Опыты по дифракции проводились также Ньютоном. Но если Гримальди правильно истолковал свои опыты как следствие волновой природы света (он, кстати, первым и ввёл термин «дифракция»), то Ньютон объяснял их притяжением световых частиц краями препятствий, стоящих на пути света.

Опыт Юнга

В 1802 г. Томас Юнг, который ввёл понятие интерференции света, поставил классический опыт. В непрозрачной ширме он проколол булавкой два маленьких отверстия B и C

на небольшом расстоянии друг от друга (рис. 2.20). Эти отверстия освещались узким световым пучком, прошедшим, в свою очередь, через малое отверстие A в другой ширме. Именно эта деталь, до которой очень трудно было додуматься в то время, решила успех опыта. Интерферируют только когерентные волны. Возникшая в соответствии с принципом Гюйгенса сферическая волна от отверстия A возбуждала в отверстиях B и C когерентные колебания. Вследствие дифракции из отверстий B и C выходили два световых конуса, которые частично перекрывались. В результате интерференции световых волн на экране появлялись чередующиеся светлые и тёмные полосы. Расстояние между полосами определялось формулой (2.3.13), полученной Юнгом. Закрывая одно из отверстий, он обнаруживал, что интерференционные полосы исчезали. Именно с помощью этого опыта впервые Юнгом были измерены длины волн, соответствующие световым лучам разного цвета, причём весьма точно.

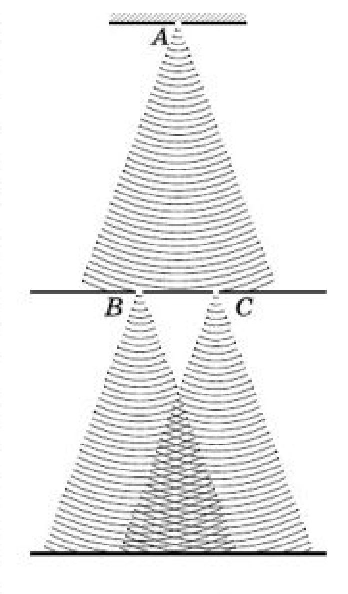


Рис. 2.20

Вы можете сами воспроизвести опыт Юнга. Нужно только некоторое терпение, так как это не так-то просто.

§ 2.9. ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ

Исследование дифракции получило развитие в работе Френеля. Френель не только более детально исследовал различные случаи дифракции на опыте, но и построил количественную теорию дифракции. Эта теория позволяла в принципе рассчитать дифракционную картину, возникающую при огибании светом любых препятствий. Им же впервые было объяснено прямолинейное распространение света в однородной среде на основе волновой теории. Этих успехов Френель добился, объединив принцип Гюйгенса с идеей интерференции вторичных волн.

Для того чтобы вычислить амплитуду световой волны в любой точке пространства, надо мысленно окружить источник замкнутой поверхностью и расположить на ней вторичные источники волн. Амплитуды и фазы колебаний во вторичных источниках определяются амплитудой и фазой волны от первичного источника. Интерференция волн от вторичных источников определяет амплитуду и фазу колебаний в рассматриваемой точке пространства.

Зоны Френеля

Для вычисления результатов интерференции вторичных волн Френель придумал простой и наглядный метод — метод построения *зон Френеля*.

Рассмотрим, как свет, испущенный источником в точке A, попадает в произвольную точку пространства B (рис. 2.21).

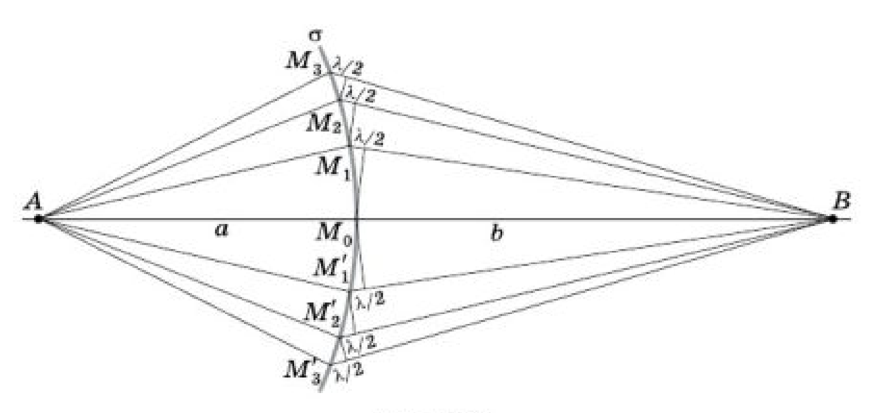


Рис. 2.21

Окружим источник сферической поверхностью σ радиусом a, много большим длины волны ($a \gg \lambda$). Расстояние от точки B до ближайшей точки M_0 на поверхности сферы обозначим через b ($b \gg \lambda$). Амплитуды и фазы колебаний от всех вторичных источников на поверхности σ одинаковы.

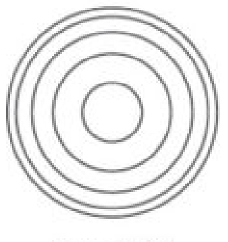


Рис. 2.22

Разобьём поверхность σ на кольцевые зоны (рис. 2.22) так, чтобы расстояния от краёв соседних зон до точки B отличались на половину длины волны (см. рис. 2.21). Преимущества подобного разбиения зон в том, что для соответствующих точек со-

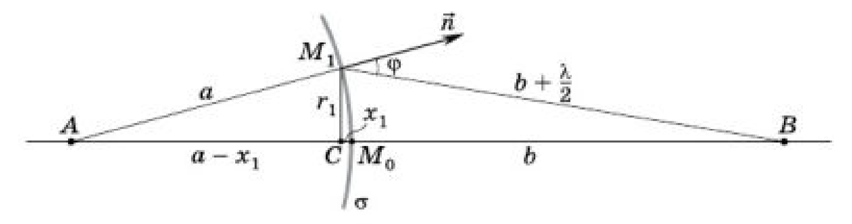


Рис. 2.23

седних зон разность хода равна $\frac{\lambda}{2}$ и вторичные волны от них, встречающиеся в точке B, ослабляют друг друга.

Вычислим радиусы зон Френеля и докажем, что их площади одинаковы. Для этого опустим перпендикуляр M_1C на прямую AB и рассмотрим прямоугольные треугольники AM_1C и BM_1C (рис. 2.23). Расстояние CM_0 обозначим через x_1. $CM_1 = r_1$ — это радиус первой зоны Френеля. Согласно теореме Пифагора:

$$r_1^2 = a^2 - (a - x_1)^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + x_1)^2. \qquad (2.9.1)$$

Так как $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$, то отсюда приближённо

$$x_1 \approx \frac{b\lambda}{2(a+b)},$$

и радиус первой зоны Френеля

$$r_1 \approx \sqrt{\frac{ab}{a+b}}.$$

Точно так же можно вычислить расстояние x_m для произвольной зоны Френеля номера m и радиус произвольной зоны r_m:

$$x_m = \frac{\lambda bm}{2(a+b)}, \; r_m = \sqrt{\frac{ab\lambda m}{a+b}}, \; m = 1, 2, 3, \ldots . \qquad (2.9.2)$$

Площадь первой зоны Френеля — это площадь сферического сегмента

$$\sigma_1 = 2\pi a x_1 = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \qquad (2.9.3)$$

Площадь второй зоны равна разности площадей:

$$\sigma_2 = 2\pi a x_2 - \sigma_1 = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} = \sigma_1$$

и т. д. Площади зон равны.

Объяснение прямолинейности распространения света

Пусть первая зона создаёт в точке B колебания с амплитудой s_1, вторая — с амплитудой s_2 и т. д. Далее нужно принять ещё одно дополнительное допущение. Будем считать, что *амплитуда колебаний в точке B монотонно убывает** *по мере увеличения угла* φ *между нормалью* $\vec{n}$ *к поверхности* σ *и направлением на точку B* (см. рис. 2.23). Тогда

$$s_1 > s_2 > s_3 \dots . \qquad (2.9.4)$$

Для больших номеров зон m амплитуда колебаний от вторичных источников в точке B пренебрежимо мала.

Разность хода волн от соседних зон равна $\frac{\lambda}{2}$, что соответствует разности фаз колебаний π. Поэтому результирующая амплитуда колебаний

$$s = s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + \dots . \qquad (2.9.5)$$

Перепишем это выражение, разделяя амплитуды от нечётных зон на равные части:

$$s = \frac{s_1}{2} + \left(\frac{s_1}{2} - s_2 + \frac{s_3}{2}\right) + \left(\frac{s_3}{2} - s_4 + \frac{s_5}{2}\right) + \dots . \qquad (2.9.6)$$

Будем считать, что ввиду медленности убывания амплитуд выполняется равенство

$$s_m = \frac{s_{m-1} + s_{m+1}}{2}. \qquad (2.9.7)$$

Тогда выражения в скобках равны нулю. Если пренебречь действием далёкой нечётной зоны, то результирующая амплитуда

$$s \approx \frac{s_1}{2}. \qquad (2.9.8)$$

Таким образом, *результирующая амплитуда колебаний в точке B примерно равна половине амплитуды колебаний, создаваемой центральной зоной Френеля* (но не равна

---

* Для наших целей точный закон убывания не существен. Сделанное допущение усложняет формулировку принципа Гюйгенса—Френеля, но оно является общим для всех случаев расчёта дифракционных картин.

амплитуде колебаний от половины зоны). Немного позднее мы этот результат обоснуем несколько по-другому.

Итак, световое возмущение в точке B обусловлено действием части центральной зоны Френеля площадью $\sigma_1 = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$.

Если $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $a \approx b \approx 1$ м, то $\sigma_1 \approx 1$ мм^2. *Распространение света из А в В происходит так, как если бы световой поток шёл внутри узкого канала АВ, т. е. по прямой.* В этом и состоит объяснение прямолинейного распространения света в однородной среде.

Существенным для прямолинейного распространения света является малость λ по сравнению с a и b. Если бы глаз мог воспринимать радиоволны, то точечный источник на расстоянии нескольких метров от глаза казался бы светящимся шаром.

Зонная пластинка

Может показаться, что все рассуждения с зонами Френеля, убыванием амплитуд с увеличением угла наклона и т. д. — некое искусственное построение для получения заранее известного результата. Но это не так. Превосходным подтверждением соответствия рассуждений Френеля реальным процессам служат опыты с *зонной пластинкой*.

Зонная пластинка — это прозрачный экран с чередующимися светлыми и тёмными кольцами (рис. 2.24, *а*). Радиусы колец выбраны так, что при данных λ, a и b кольца закрывают все чётные (или, напротив, нечётные) зоны, оставляя открытыми нечётные (или чётные) (рис. 2.24, *б*). Результирующая амплитуда колебаний в точке B теперь равна

$$s = s_1 + s_3 + s_5 + \dots . \qquad (2.9.9)$$

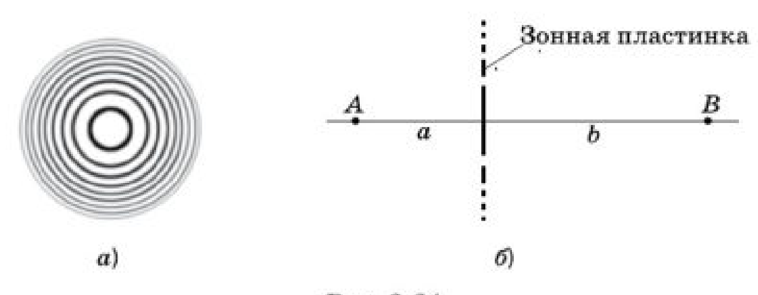


Рис. 2.24

Амплитуда колебаний оказывается больше, чем без пластинки! Впечатляющий факт: мы частично преграждаем путь световому потоку, а интенсивность света в точке B увеличивается.

Пластинка фокусирует световые лучи подобно линзе. Она может давать и изображения предметов.

Зонную пластинку можно использовать для фокусировки рентгеновских лучей, которые практически не преломляются веществом. С помощью таких пластинок созданы рентгеновские микроскопы, намного превышающие по разрешающей способности обычные оптические.

§ 2.10. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ НА ПРОСТЫХ ОБЪЕКТАХ

Для более наглядной оценки результатов интерференции волн от зон Френеля можно воспользоваться векторной диаграммой. Её удобно использовать для сложения колебаний одинаковых частот, различающихся по фазе и амплитуде. Напомним, что при построении векторной диаграммы амплитуда результирующего колебания равна векторной сумме амплитуд складываемых колебаний, а углы между векторами равны разности фаз колебаний.

Векторные диаграммы

При сложении когерентных световых колебаний каждую зону Френеля разобьём на очень малые кольцевые участки: фазы колебаний вторичных источников одного участка можно при этом считать постоянными. Амплитуды колебаний от одного участка изобразятся малым вектором $\Delta\vec{n}_i$. Нужно учесть, что амплитуды колебаний в точке B (см. рис. 2.21) от отдельных участков зоны немного различаются из-за малого различия в углах наклона участков по отношению к направлению на точку B. Фазы колебаний от участка к участку постепенно изменяются, и колебания от крайних участков зоны различаются по фазе на π, так как разность хода волн от этих участков равна $\frac{\lambda}{2}$.

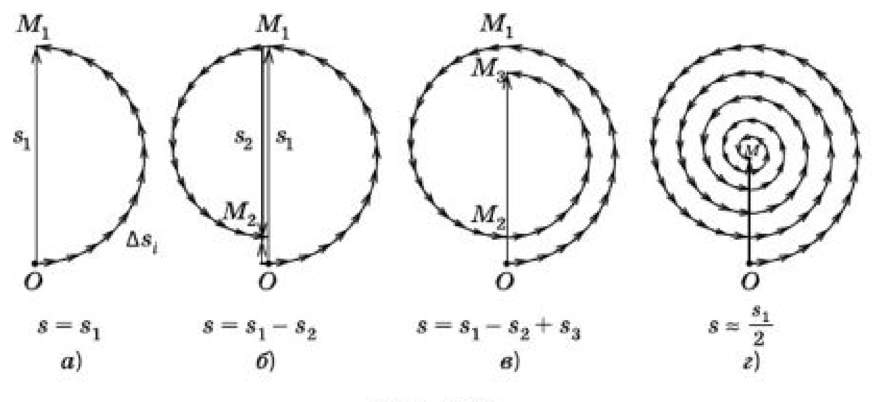


Рис. 2.25

На рисунке 2.25, *а* построена векторная диаграмма колебаний в точке B от центральной зоны Френеля. Вектор $\overrightarrow{OM_1}$, модуль которого равен s_1, представляет амплитуду результирующих колебаний. Векторная диаграмма близка к полуокружности. Если бы амплитуды колебаний от всех участков зоны в точке B были одинаковы, то это была бы точно половина окружности и амплитуда результирующих колебаний равнялась бы диаметру окружности.

На рисунке 2.25, *б* представлена векторная диаграмма для двух зон Френеля. Амплитуда результирующего колебания изображается вектором $\overrightarrow{OM_2}$. Действие трёх зон изображено на рисунке 2.25, *в*. При сложении колебаний от всех зон Френеля результирующая амплитуда колебаний изобразится вектором $\overrightarrow{OM}$, модуль которого равен $\frac{s_1}{2}$. Мы получили тот же результат, что и в предыдущем параграфе.

С помощью векторных диаграмм можно оценить результат дифракции на круглом отверстии или круглом экране в центре дифракционной картины и в других случаях.

Дифракция на круглом отверстии



Дифракцию сферических волн принято называть **дифракцией Френеля**. На рисунке 2.26 показано круглое отверстие в непрозрачном экране. Нетрудно оценить интенсивность света в центре дифракционной картины в зависимости от ра-

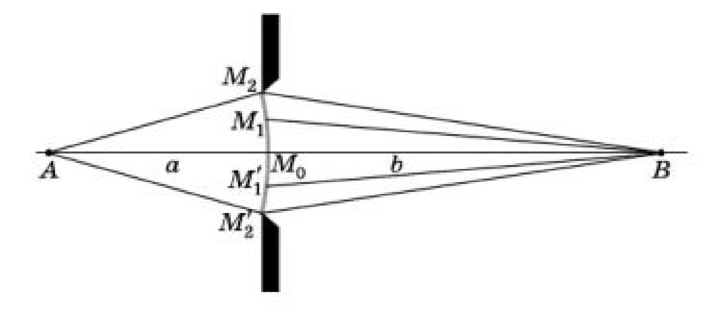


Рис. 2.26

диуса отверстия. Для этого нужно провести сферу с центром в точке A, где расположен источник, так, чтобы она проходила через края отверстия. Затем построить зоны Френеля и посмотреть, сколько зон укладывается в отверстии. Максимум амплитуды колебаний в точке B экрана, а значит, и максимум интенсивности будет при одной полностью открытой зоне (см. рис. 2.25, *а*). Интенсивность в 4 раза больше, чем без экрана. При двух открытых зонах Френеля в точке B наблюдается минимум и возникает тёмное пятно (см. рис. 2.25, *б*). Всегда при чётном числе открытых зон Френеля в точке B будет минимум, а при нечётных — максимум. Если число зон, укладывающихся в отверстии, велико, то экран не влияет на интенсивность света в точке B. Зоны больших номеров вносят малый вклад в интенсивность из-за большого угла наклона зон.

Распределение интенсивности на экране вокруг точки B определить довольно сложно. Но из соображений симметрии ясно, что должны наблюдаться чередующиеся светлые и тёмные кольца. Так и есть на самом деле (рис. 2.27). Наличие колец следует из энергетических соображений. При увеличении радиуса отверстия через него проходит больше энергии. Куда же она девается, если открыты две зоны? Ответ: она перераспределяется и поступает в соседние с точкой B точки экрана. Вокруг тёмного пятна должно возникнуть светлое кольцо.

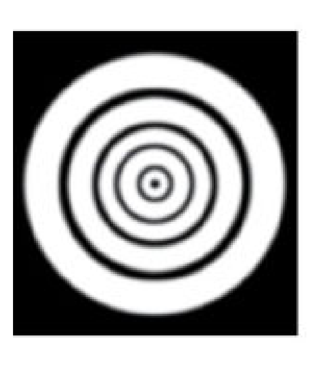


Рис. 2.27

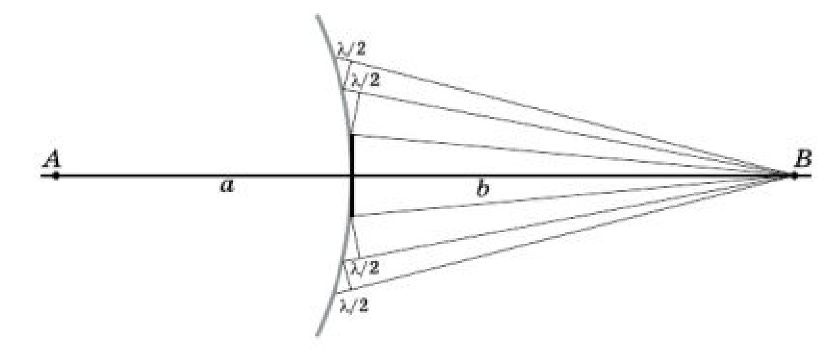


Рис. 2.28

Дифракция на круглом экране

В случае дифракции на круглом экране вспомогательную поверхность σ строим следующим образом. Проводим сферическую поверхность так, чтобы она проходила через край экрана (рис. 2.28). Зоны Френеля начинаем строить от краёв экрана. Если экран мал, то первая зона наклонена мало и амплитуда колебаний в точке B, равная половине амплитуды колебаний от первой зоны, будет почти такой же, как и без экрана. Поэтому в центре за экраном должно быть светлое пятно. Парадоксальный результат! Если экран велик и закрывает много зон, то первая открытая зона сильно наклонена и центрального пятна не будет.

Вокруг центрального пятна располагаются светлые и тёмные кольца (рис. 2.29).

Любопытный случай произошёл на заседании Французской академии наук в 1818 г. Присутствовавший на заседании известный физик С. Пуассон обратил внимание на то, что из теории Френеля вытекает факт, явно противоречащий здравому смыслу. За маленьким непрозрачным диском должно находиться светлое пятно в центре тени. Каково же было удивление учёных, когда тут же поставленные Д. Араго эксперименты доказали, что так и есть на самом деле.



Рис. 2.29

При каких условиях наблюдается дифракция?

Мы видели, что влияние экрана при дифракции на отверстии велико на оси пучка, если размеры отверстия таковы, что в нём помещается небольшое число зон Френеля. Так же обстоит дело и с непрозрачным диском. Дифракционное пятно за экраном появляется тогда, когда диск закрывает малое число центральных зон Френеля.

На основании этого можно получить количественный критерий того, что дифракция вблизи оси отверстия или диска заметно выражена*. Условие состоит в том, что радиус центральной зоны Френеля больше или порядка радиуса отверстия (или диска):

$$\sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}} \geqslant R. \qquad (2.10.1)$$

Отношение радиуса центральной зоны к линейному размеру препятствия называют **волновым параметром:**

$$p = \frac{\sqrt{\frac{ab}{a+b}\lambda}}{R}. \qquad (2.10.2)$$

Если $p \ll 1$, то дифракция практически отсутствует. Она выражена отчётливо при $p \approx 1$.

Если $a \approx b$ порядка нескольких метров, то, как следует из (2.10.2), размеры препятствий, на которых наблюдается дифракция (при $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см),

$$R \approx \sqrt{50\lambda} \approx 0{,}5 \text{ мм}.$$

При этом размеры препятствия в несколько сотен раз превышают длину волны.

Можно в принципе наблюдать дифракцию на препятствиях размерами порядка метра. Но для этого расстояния a и b должны быть порядка километров. На таких больших расстояниях источник должен обладать очень большой мощностью. Однако флуктуации показателя преломления света в атмосфере столь значительно искажают ход лучей, что практически дифракцию наблюдать на больших расстояниях нельзя.

---

* Дифракция наблюдается на крае непрозрачного экрана, но её мы касаться не будем.

§ 2.11. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

До сих пор мы рассматривали дифракцию сферических волн (дифракцию Френеля). Но если размеры препятствия много меньше расстояния до источника, то волну, падающую на препятствие, можно считать плоской. Плоскую волну можно также получить, располагая источник света в фокусе собирающей линзы.

Дифракцию плоских волн часто называют **дифракцией Фраунгофера** по имени исследовавшего её немецкого учёного И. Фраунгофера. Этот вид дифракции рассматривается особо по двум причинам. Во-первых, это более простой частный случай дифракции, а во-вторых, такого рода дифракция часто встречается в разнообразных оптических приборах.

Дифракция на длинной узкой щели

Щель можно считать длинной, если её ширина b много меньше длины щели l. Если $l \approx 100b$, то щель можно рассматривать как бесконечно длинную.

На щель падает плоская волна (рис. 2.30). Для наблюдения дифракции за щелью нужно расположить собирающую линзу, в фокальной плоскости которой находится экран. Линза сводит все падающие на неё под углом φ параллельные лучи вместе на экране.

Разность хода от вторичных источников, расположенных в щели, определяется углом φ между нормалью к плоскости щели и направлением распространения лучей (см. рис. 2.30). Существенно, что сама линза не вносит дополнительной разности хода. Это следует из принципа Ферма, согласно которому свет для всех лучей, дающих изображение точки с помощью линзы, распространяется одинаковое (минимальное) время.

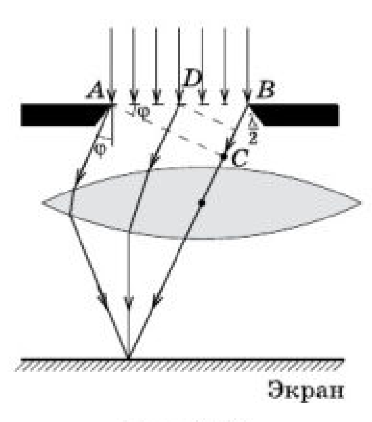


Рис. 2.30

Мы ограничимся нахождением минимумов дифракционной картины. Эта задача более проста, чем нахождение максимумов. При $\varphi = 0$ наблюдается цен-

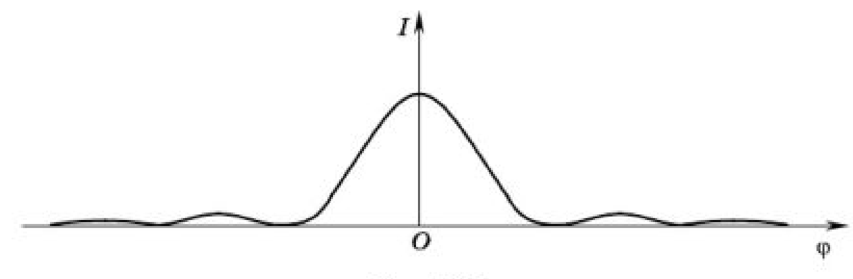


Рис. 2.31

тральный максимум, так как все вторичные волны в этом случае имеют одинаковую разность хода.

Условия минимумов найдём построением так называемых зон Шустера для произвольно выбранного направления φ. Для этого разбиваем поверхность щели на параллельные полосы. Края полос отстоят от фронта волны AC, идущей под углом φ, на $\frac{\lambda}{2}$. На рисунке 2.30 изображён случай, когда в щели укладывается две зоны Шустера — AD и DB. При чётном числе зон Шустера на отрезке $BC = b\sin\varphi$ укладывается целое число длин волн. При этом световые волны, собираемые линзой вместе, полностью гасят друг друга. Условие минимумов запишется так:

$$b\sin\varphi = k\lambda,\ k = 1, 2, 3, \dots . \qquad (2.11.1)$$

Между минимумами располагаются в виде светлых параллельных полос максимумы. Примерное распределение интенсивности на экране показано на рисунке 2.31. При ширине щели $b \leqslant \lambda$ минимумов освещённости не будет, так как условие (2.11.1) не может быть удовлетворено. Интенсивность плавно спадает от центра дифракционной картины к её краям.

Дифракция на двух щелях

Дифракционная картина от двух щелей существенно отличается от картины дифракции на одной щели. Положения максимумов и минимумов, характерных для одной щели, не меняются при добавлении ещё одной щели. Направление на минимум (или максимум) не зависит от положения щели относительно линзы. Щель можно смещать, не сдвигая дифракционной картины. (Нужно только, чтобы свет от щели

попадал на линзу.) Поэтому положения минимумов для первой и второй щели по-прежнему определяются формулой (2.11.1).

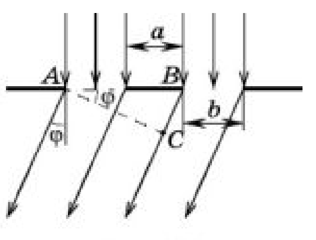


Рис. 2.32

Однако появляется первый существенный момент: волны от щелей интерферируют между собой, так как они когерентны. (При освещении щелей двумя независимыми источниками мы получили бы простое удвоение интенсивности дифракционной картины от одной щели.)

Разность хода между волнами от краёв щелей равна длине отрезка BC (рис. 2.32). Для тех углов φ, для которых на BC укладывается нечётное число полуволн, волны на экране гасят друг друга. В результате появляются **минимумы**, называемые **дополнительными**. Если через d обозначить сумму ширины щели b и расстояния между щелями a ($d = a + b$), то условие дополнительных минимумов запишется так:

$$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{2}(2k+1),\ \ k = 0, 1, 2, \ldots . \qquad (2.11.2)$$

Если же на BC укладывается целое число волн, то волны усиливают друг друга и возникают новые максимумы, называемые **главными максимумами**. Углы, определяющие направление на главные максимумы, удовлетворяют условию:

$$d\sin\varphi = k\lambda,\ \ k = 0, 1, 2, \ldots . \qquad (2.11.3)$$

Обратите внимание: между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум.

Сравним дифракционные картины от двух щелей, освещаемых когерентным и некогерентным светом. Расстояние между минимумами для одной щели больше, чем расстояние между дополнительными минимумами в случае когерентных волн, так как $b < d$. Поэтому между двумя первичными минимумами разместится некоторое количество дополнительных минимумов. Число их определяется соотношением между b и d. Чем больше d по сравнению с b, тем больше дополнительных минимумов и главных максимумов между двумя первичными минимумами. На рисунке 2.33 пунктирной кривой показано распределение интенсивности для некогерентного света, а сплошной кривой — когерентного. Суммарные интенсивности (площади под кривыми) одина-

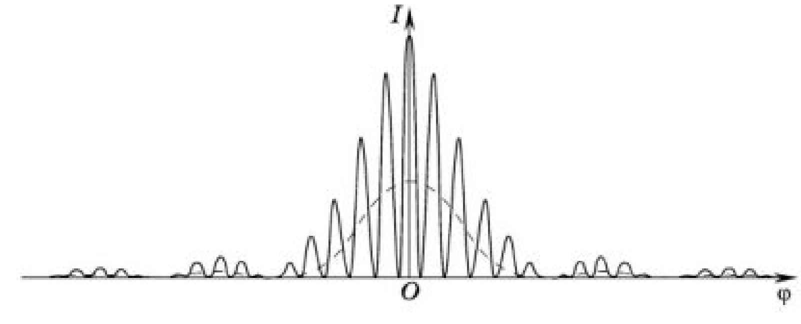


Рис. 2.33

ковы, но распределение интенсивности существенно различно. Главные максимумы оказываются более высокими и резко очерченными.

Дифракция на трёх щелях

При увеличении числа щелей положение главных максимумов по-прежнему определяется условием (2.11.3). Волны, идущие от всех щелей под углами φ, определяемыми равенством $\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d}$, усиливают друг друга. Минимумы, характерные для одной щели, остаются на своих местах согласно условию (2.11.1).

Но теперь дополнительные минимумы, характерные для двух щелей, будут отсутствовать. Если волны от двух щелей гасят друг друга, то волны от третьей щели останутся непогашенными. Вместо этого появляются новые дополнительные минимумы, характерные для трёх щелей.

Дополнительные минимумы будут соответствовать таким углам φ, для которых колебания от трёх щелей, складываясь друг с другом, взаимно погашаются. Какой должна быть разность хода между волнами от соседних щелей? Проще всего это можно установить с помощью векторной диаграммы. Колебания от одной щели изображаются вектором, модуль которого равен амплитуде колебаний E_0. Амплитуды колебаний от всех щелей одинаковы. Колебания должны иметь такую разность фаз, чтобы в сумме дать нуль. Для этого разность фаз должна равняться $\frac{2\pi}{3}$ (рис. 2.34).

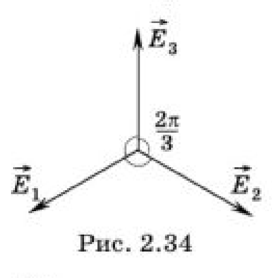


Рис. 2.34

Разности фаз $\frac{2\pi}{3}$ соответствует разность хода $\frac{\lambda}{3}$ или $\frac{2}{3}\lambda$, $\frac{4}{3}\lambda$ и т. д. Прибавление к разности хода дополнительной величины $\frac{\lambda}{3}$ соответствует повороту диаграммы (см. рис. 2.34) на $\frac{2\pi}{3}$. Это ничего не меняет. Итак, дополнительные минимумы определяются условием:

$$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{3},\ \frac{2}{3}\lambda,\ \frac{4}{3}\lambda \text{ и т. д.} \qquad (2.11.4)$$

Теперь между двумя главными максимумами расположатся два дополнительных минимума. В результате максимумы становятся более высокими и резко очерченными.

§ 2.12. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЁТКА

Увеличивая число щелей, мы получим новый замечательный оптический прибор — дифракционную решётку.

Дифракционная решётка представляет собой совокупность большого числа очень узких щелей, разделённых непрозрачными промежутками (рис. 2.35). Хорошая решётка изготовляется с помощью специальной делительной машины, наносящей на стеклянной пластине параллельные штрихи. Число штрихов доходит до нескольких тысяч на 1 мм; общее число штрихов превышает 100 000. Просты в изготовлении желатиновые отпечатки с такой решётки, зажатые между двумя стеклянными пластинами. Наилучшими качествами обладают так называемые отражательные решётки. Они представляют собой чередование участков, отражающих свет и рассеивающих его. Рассеивающие свет штрихи наносятся резцом на отшлифованной металлической пластине.

Если ширина прозрачных щелей (или отражающих полос) a, а ширина непрозрачных промежутков (или рассеивающих свет полос) b, то величина $d = a + b$ называется **периодом решётки** (или постоянной решётки).



Рис. 2.35

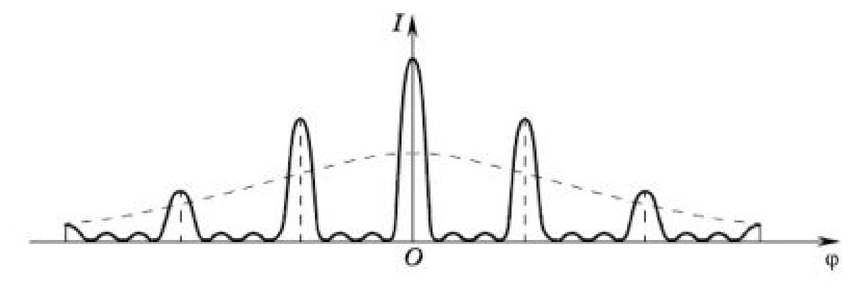


Рис. 2.36

Число щелей в решётке обозначим через N. Тогда за решёткой интерферируют N когерентных световых пучков. Положения главных максимумов не зависят от числа щелей и по-прежнему определяются условием:

$$d\sin\varphi = k\lambda, \text{ где } k = 0, 1, 2, \ldots . \qquad (2.12.1)$$

Остаются на своих местах и первичные минимумы, характерные для одной щели. Но появляются новые дополнительные минимумы, характерные для N щелей. Положение этих минимумов определяется из условия, что разности фаз колебаний от отдельных щелей равны $\frac{2\pi}{N}$. Векторы, изображающие эти колебания, имеют равные амплитуды и повёрнуты друг относительно друга на углы $\frac{2\pi}{N}$. Сумма таких векторов равна нулю. Следовательно, разность хода между волнами в различных пучках должна быть равна $\frac{\lambda}{N}$, $2\frac{\lambda}{N}$, $3\frac{\lambda}{N}$, ..., $\frac{N-1}{N}\lambda$*.

Углы, определяющие направления на дополнительные минимумы, находятся из условия:

$$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{N},\ 2\frac{\lambda}{N},\ 3\frac{\lambda}{N},\ \ldots,\ \frac{N-1}{N}\lambda. \qquad (2.12.2)$$

Теперь между двумя главными максимумами располагается $N - 1$ дополнительных минимумов. Это приводит к тому, что главные максимумы очень резко очерчены и интенсивность света в них велика. На рисунке 2.36 приведена примерная зависимость интенсивности от угла дифракции. Пунктирная кривая показывает распределение интенсивно-

* Разности хода $\frac{N}{N}\lambda$ соответствует главный максимум.

сти для одной щели. Вторичные максимумы между дополнительными минимумами слабы.

Увеличение числа щелей не меняет положение главных максимумов, но делает их более интенсивными. Наиболее интенсивным остаётся центральный максимум ($\varphi = 0$). Распределение интенсивности между максимумами существенно зависит от соотношения периода решётки и ширины щели. Так, например, при $d = 2b$ все чётные главные максимумы исчезнут, так как условие для главных максимумов (2.12.1) совпадает в этом случае с условием для первичных минимумов (2.11.1).

Так как положение максимумов (кроме центрального, соответствующего $\varphi = 0$) зависит от длины волны, то решётка разлагает белый свет в спектр (рис. II, 1 на форзаце). Чем больше λ, тем дальше располагается тот или иной максимум, соответствующий данной длине волны, от центрального максимума (рис. II, 2, 3 на форзаце). Каждому значению k соответствует свой спектр.

С помощью дифракционной решётки можно производить очень точные измерения длины волны. Если период решётки известен, то определение длины волны сводится к измерению угла φ, соответствующего направлению на максимум.

Наши ресницы с промежутками между ними представляют собой грубую дифракционную решётку. Поэтому если посмотреть, прищурившись, на яркий источник света, то можно обнаружить радужные цвета. Белый свет разлагается в спектр при дифракции на ресницах. Лазерный диск с его бороздками, проходящими близко друг от друга, подобен отражательной дифракционной решётке. Если вы посмотрите на отражённый им свет от электрической лампочки, то обнаружите разложение света в спектр. Можно наблюдать несколько спектров, соответствующих разным значениям k. Картина будет очень чёткой, если свет от лампочки падает на диск под большим углом.

§ 2.13. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ МИКРОСКОПА И ТЕЛЕСКОПА

Разрешающая способность микроскопа

Волновая природа света налагает предел на возможность различения деталей предметов или очень мелких предметов при их наблюдении в микроскоп. Дифракция не позволяет



Рис. 2.37

получить отчётливые изображения мелких предметов, так как свет распространяется не строго прямолинейно, а огибает препятствия. Из-за этого изображения мелких предметов получаются размытыми. Никакое увеличение не поможет различить детали предмета, если их размытые изображения сливаются.

Сейчас мы убедимся в том, что это происходит, когда линейные размеры предметов порядка длины световой волны.

Пусть предметом, который мы рассматриваем в микроскоп, будет дифракционная решётка с периодом d. Тогда минимальная деталь предмета, которую мы должны различить, как раз и будет периодом решётки.

На решётке происходит дифракция света, и свет преимущественно распространяется в направлениях, определяемых условием (2.12.1). Чем меньше период решётки, тем под большими углами φ происходит отклонение лучей (кроме центрального максимума). Но ведь диаметр объектива микроскопа ограничен. И при больших углах дифракции далеко не весь свет, прошедший через решётку, попадает в объектив. Половину угла, под которым виден объектив из центра рассматриваемого предмета, называют **апертурой объектива** (рис. 2.37).

Если апертура объектива $\Omega < \varphi_1$, где φ_1 — угол, определяющий направление на первый главный максимум, то в объектив попадут только лучи, не отклоняемые решёткой (центральный максимум). Но в этом случае изображения решётки не получится. Ведь если решётку убрать, то на объектив будет падать параллельный пучок лучей, таких же, какие образуют центральный максимум. Поле зрения микроскопа окажется освещённым равномерно. Следовательно, для получения изображения решётки в объектив должны попасть лучи, образующие по крайней мере первый дифракционный максимум. Изображение будет тем качественнее, чем бо́льшая часть лучей, образующих последовательные главные максимумы, попадёт в объектив. Оказывается, что получить грубое изображение решётки можно и с помощью первого максимума. Так как $\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{d}$ и должно выполнять-

ся условие $\Omega > \varphi_1$, то $\sin\Omega > \sin\varphi_1$ и $\sin\Omega \geqslant \frac{\lambda}{d}$. Отсюда минимальные размеры различимых деталей предмета

$$d \geqslant \frac{\lambda}{\sin\Omega}. \qquad (2.13.1)$$

Так как $\sin\Omega \leqslant 1$, то различить детали, меньшие длины световой волны, нельзя.

Полученный нами результат для простейшего объекта — периодической структуры — имеет общее значение. Чем меньше длина волны, тем больше разрешающая способность микроскопа.

Для очень малых длин электромагнитных волн (рентгеновские лучи, см. § 4.6) показатель преломления у всех веществ $n \approx 1$.

Поэтому нельзя создать линзы для рентгеновских лучей и построить рентгеновский микроскоп. Созданы электронные микроскопы, в которых роль световых лучей играют электронные пучки. Разрешающая способность электронных микроскопов может быть настолько большой, что позволяет видеть отдельные молекулы и даже атомы.

Разрешающая способность телескопа

Световая волна от удалённого источника, например от звезды, падает на объектив телескопа. Эту волну можно считать плоской. В результате дифракции на объективе, как на отверстии, изображением звезды будет не точка, а маленькое светлое пятнышко, окружённое тёмными и светлыми дифракционными кольцами.

При дифракции плоской волны на щели направление на первый минимум определяется выражением

$$b\sin\varphi = \lambda. \qquad (2.13.2)$$

При дифракции на отверстии вместо полос возникают кольца. Угол φ, определяющий направление на первое тёмное кольцо, зависит от диаметра объектива D и длины волны λ так:

$$D\sin\varphi \approx 1{,}22\,\lambda. \qquad (2.13.3)$$

Эта формула отличается от формулы (2.13.2) только множителем 1,22 и заменой b на D. Вывод её довольно сложен,

и мы на нём останавливаться не будем. Из-за того что угол φ мал, радиус первого тёмного кольца в фокальной плоскости объектива равен

$$r \approx F\varphi = \frac{1{,}22F\lambda}{D}. \qquad (2.13.4)$$

Именно это «размытие» изображения определяет конечную разрешающую способность телескопа.

Допустим, наблюдаются две звезды, угловое расстояние между которыми равно θ (рис. 2.38). Каждая звезда даёт на экране систему светлых и тёмных колец. Если центры колец окажутся очень близкими друг к другу, то изображения звёзд сольются в одно светлое пятнышко и нельзя будет установить наличие двух звёзд. *Различать звёзды наверняка можно в том случае, если первое тёмное кольцо в изображении одной звезды совпадёт с максимумом изображения второй.* Это условие и определяет минимальное угловое расстояние между звёздами, различимыми с помощью телескопа. Угол θ должен быть равным углу φ или бóльшим этого угла, определяемого формулой (2.13.3)

$$\theta \geqslant \varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D}. \qquad (2.13.5)$$

Эта формула определяет разрешающую способность телескопа. Чем больше диаметр объектива телескопа, тем лучше его разрешающая способность.

Радиотелескопы принимают электромагнитные волны сантиметрового или метрового диапазона. Поэтому разрешающая способность их гораздо меньше, чем оптических телескопов, хотя диаметр антенны достигает сотен метров.

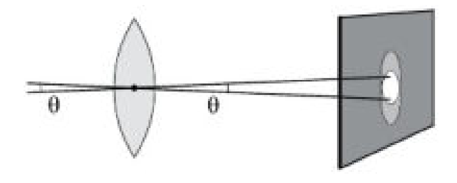
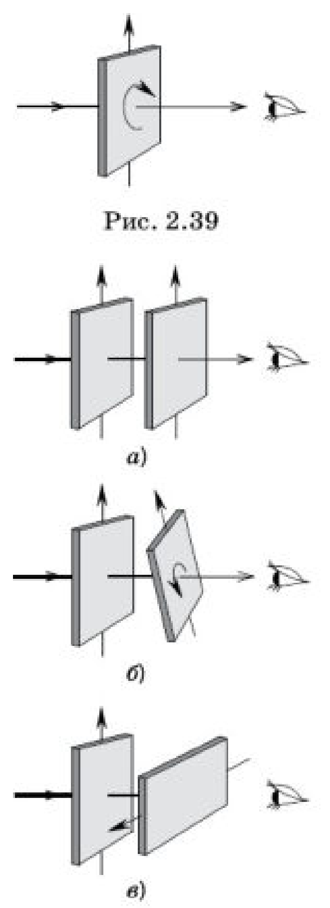


Рис. 2.38

? **1.** Можно ли негатив фотографии колец Ньютона использовать в качестве зонной пластинки?

2. Как построить векторную диаграмму в том случае, когда непрозрачный экран закрывает центральную зону Френеля?


Рис. 2.39

а)

б)

в)

Рис. 2.40

Кристалл турмалина имеет ось симметрии и принадлежит к числу так называемых одноосных кристаллов. Возьмём прямоугольную пластину турмалина, вырезанную таким образом, чтобы одна из её граней была параллельна оси кристалла. Если направить нормально на такую пластину пучок света от электрической лампы или Солнца, то вращение пластины вокруг пучка никакого изменения интенсивности света, прошедшего через неё, не вызовет (рис. 2.39). Можно подумать, что свет только частично поглотился в турмалине и приобрёл зеленоватую окраску. Больше ничего не произошло. Но это не так. Световая волна приобрела новые свойства.

Эти новые свойства обнаруживаются, если пучок заставить пройти через второй точно такой же кристалл турмалина (рис. 2.40, *а*), параллельный первому. При одинаково направленных осях кристаллов опять ничего интересного не происходит: просто световой пучок ещё более ослабляется за счёт поглощения во втором кристалле. Но если второй кристалл вращать, оставляя первый неподвижным (рис. 2.40, *б*), то обнаружится удивительное явление — гашение света. По мере увеличения угла между осями интенсивность света уменьшается. И когда оси перпендикулярны друг другу, свет не проходит совсем (рис. 2.40, *в*). Он целиком поглощается вторым кристаллом. Как это можно объяснить?

Поперечность световых волн

Из этих опытов следует два факта. Во-первых, световая волна, идущая от источника света, полностью симметрична относительно направления распространения (при вращении кристалла вокруг луча в первом опыте интенсивность не менялась). Во-вторых, волна, вышедшая из первого кристалла,

не обладает осевой симметрией (в зависимости от поворота второго кристалла относительно луча получается та или иная интенсивность прошедшего света).

Продольные волны обладают полной симметрией по отношению к направлению распространения (колебания происходят вдоль этого направления, и оно является осью симметрии волны). Поэтому объяснить опыт с вращением второй пластинки, считая световую волну продольной, невозможно.

Полное объяснение опыта можно получить, сделав два предположения.

Первое предположение относится к самому свету. Свет — поперечная волна. Но в падающем от обычного источника пучке волн присутствуют колебания всевозможных направлений, перпендикулярных направлению распространения волны (рис. 2.41).

Согласно этому предположению, световая волна обладает осевой симметрией, являясь в то же время поперечной. Волны, например, на поверхности воды такой симметрией не обладают, так как колебания частиц воды происходят только в вертикальной плоскости.

Световая волна с колебаниями по всем направлениям, перпендикулярным направлению распространения, называется **естественной**. Такое название оправданно, так как в обычных условиях источники света создают именно такую волну. Данное предположение объясняет результат первого опыта. Вращение кристалла турмалина не меняет интенсивность прошедшего света, так как падающая волна обладает осевой симметрией (несмотря на то что она является поперечной).

Второе предположение, которое необходимо сделать, относится к кристаллу. Кристалл турмалина обладает способностью пропускать световые волны с колебаниями, лежащими в одной определённой плоскости (плоскость P на рисунке 2.42). Такой свет называется **поляризованным** или, точнее, **плоскополяризованным**, в отличие от естественного света, который может быть назван также неполяризован-

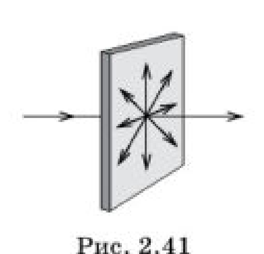


Рис. 2.41

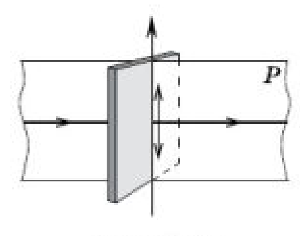


Рис. 2.42

ным. Это предположение полностью объясняет результаты второго опыта. Из первого кристалла выходит плоскополяризованная волна. При скрещенных кристаллах (угол между осями 90°) она не проходит сквозь второй кристалл. Если оси составляют между собой некоторый угол, отличный от 90°, то проходят колебания, амплитуда которых равна проекции амплитуды волны, прошедшей через первый кристалл, на направление оси второго кристалла.

Итак, кристалл турмалина поляризует свет, т. е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный.

Механическая модель опытов с турмалином

Нетрудно построить простую наглядную механическую модель рассматриваемого явления. Можно создать поперечную волну в резиновом шнуре так, чтобы колебания быстро меняли своё направление в пространстве. Это аналог естественной световой волны. Пропустим теперь шнур сквозь узкий деревянный ящик (рис. 2.43). Из колебаний всевозможных направлений ящик «выделяет» колебания в одной определённой плоскости. Поэтому из ящика выходит поляризованная волна.

Если на её пути имеется ещё точно такой же ящик, но повёрнутый относительно первого на 90°, то колебания сквозь него не проходят. Волна целиком гасится.

Поляроиды

Не только кристаллы турмалина способны поляризовать свет. Таким же свойством, например, обладают так называемые *поляроиды*. Поляроид представляет собой тонкую (0,1 мм) плёнку кристаллов герапатита, нанесённую на целлулоид или стеклянную пластинку.

С поляроидом можно проделать те же опыты, что и с кристаллом турмалина. Преимущество поляроидов в том, что

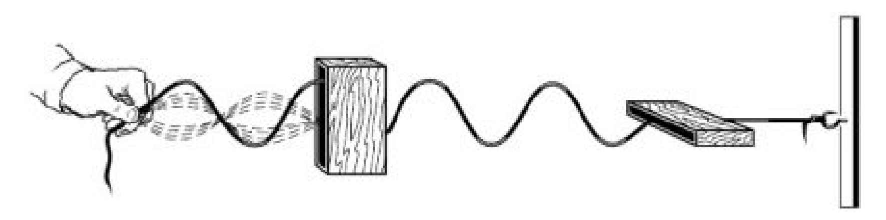


Рис. 2.43

можно создавать большие поверхности, поляризующие свет. К недостаткам поляроидов относится фиолетовый оттенок, который они придают белому свету.

Поляризационные плёнки являются составной частью линз солнцезащитных очков, фотообъективов. Уже давно обсуждается вопрос об установке поляроидов на фары и ветровые стёкла автомобилей для устранения слепящего действия фар встречных машин. Для этого поляроид на фарах и ветровом стекле должен пропускать колебания под углом 45° к горизонту. Тогда направление световых колебаний встречной машины будет перпендикулярно плоскости, в которой поляроид пропускает колебания, и свет фар будет гаситься. Собственный же поляризованный свет данного автомобиля после отражения от дороги будет проходить сквозь ветровое стекло. Установка поляроидов имеет смысл, если снабдить ими все автомобили.

Поляризация света при отражении и преломлении

Свет поляризуется не только при прохождении сквозь кристаллы. Частичная поляризация света наблюдается при отражении света от поверхности диэлектрика и при преломлении света. Частично поляризованный свет можно рассматривать как смесь естественного света и плоскополяризованного.

Поляризацию света легко обнаружить, наблюдая сквозь полоску поляроида отражённый от поверхности воды или стекла пучок лучей.

§ 2.15. ПОПЕРЕЧНОСТЬ СВЕТОВЫХ ВОЛН И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА

Электромагнитная теория света берёт начало с работ Максвелла.

Максвелл чисто теоретически показал возможность существования электромагнитных волн, а также установил, что скорость распространения этих волн в вакууме должна быть равна скорости света, которая к тому времени была известна. На основании этого Максвелл предположил, что свет представляет собой электромагнитную волну.

Кроме того, из теории Максвелла непосредственно вытекало, что электромагнитные волны являются поперечными. К этому времени поперечность световых волн уже была доказана экспериментально. Поэтому Максвелл обоснованно

считал поперечность электромагнитных волн ещё одним важным доказательством справедливости электромагнитной теории света.

После того как Герц экспериментально получил электромагнитные волны и измерил их скорость, электромагнитная теория света нашла первое экспериментальное подтверждение. Было доказано, что электромагнитные волны при распространении обнаруживают те же свойства, что и световые: отражение, преломление, интерференцию, дифракцию, поляризацию и др. В конце XIX в. было окончательно установлено, что световые волны возбуждаются движущимися в атоме заряженными частицами.

С признанием электромагнитной теории света исчезли все затруднения, связанные с необходимостью введения гипотетической среды — эфира, который приходилось рассматривать как твёрдое тело. Световые волны — это не механические волны в особой всепроникающей среде, а волны электромагнитные. Электромагнитные же процессы подчиняются не законам механики, а своим собственным законам.

В электромагнитной волне векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$ перпендикулярны друг другу. В естественном свете колебания напряжённости электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ происходят по всем направлениям, перпендикулярным направлению распространения волны. Если свет поляризован, то колебания как $\vec{E}$, так и $\vec{B}$ происходят не по всем направлениям, а в двух определённых плоскостях.

Возникает естественный вопрос: когда шла речь о направлении колебаний в световой волне, то, собственно говоря, колебания какого вектора — $\vec{E}$ или $\vec{B}$ — имелись в виду? Специально поставленные опыты доказали, что на сетчатку глаза или фотоэмульсию действует именно электрическое поле световой волны.

Это естественно: сила, действующая на заряженную частицу со стороны магнитного поля волны, меньше силы, действующей со стороны электрического поля, в $\frac{v}{c}$ раз (v — скорость движения заряженных частиц). Так как электроны в атомах движутся со скоростью, примерно в 100 раз меньшей скорости света, то электрическая сила значительно больше магнитной. В связи с этим за направление колебаний в световой волне принято направление вектора напряжённости $\vec{E}$ электрического поля.

? 1. Перечислите и объясните способы поляризации света.
2. На любых ли кристаллах можно наблюдать поляризацию света? Ответ аргументируйте.
3. Почему за направление колебаний в световой волне принято направление вектора напряжённости электрического поля?

§ 2.16. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Наибольшее число задач этого параграфа посвящено интерференции и дифракции света.

При решении задач на интерференцию важнейшей является формула (2.3.13) для расстояния между интерференционными максимумами от двух когерентных источников:

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{l}. \qquad (2.16.1)$$

При решении задач нужно вычислять расстояние l между двумя мнимыми источниками. Это вычисление выполняется с помощью законов геометрической оптики.

Большая часть задач на дифракцию посвящена дифракционной решётке. Основной здесь является формула, определяющая направление на главные максимумы:

$$d\sin\varphi = k\lambda, \; k = 0, 1, 2, \ldots . \qquad (2.16.2)$$

Нужно уметь пользоваться векторными диаграммами для определения результирующих амплитуд колебаний при дифракции (см. § 2.10).

Вначале предлагается сложная задача на дисперсию света.

Задача 1

Постройте элементарную теорию радуги, т. е. покажите, что центр радуги находится на прямой, проведённой от Солнца через глаз наблюдателя, и что дуга радуги представляет собой часть окружности, все точки которой видны под углом 42° (для красного света) по отношению к прямой, соединяющей глаз наблюдателя и центр радуги.

Решение. Солнечные лучи, падающие на капли дождя, можно считать параллельными. По выходе из капли после однократного отражения на внутренней поверхности капли лучи расходятся по всем направлениям. Лишь лучи, испытавшие наименьшее отклонение, идут приблизительно па-

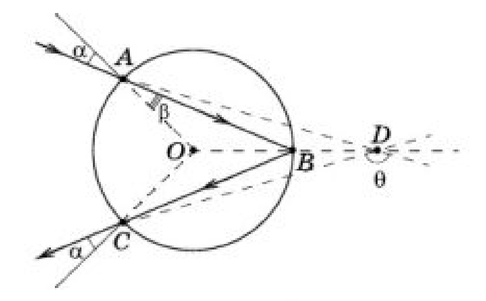


Рис. 2.44

раллельно. Поэтому именно эти лучи, попадая в глаз, вызовут наибольшее зрительное впечатление. Эти лучи идут, так сказать, с наибольшей «плотностью». Остальные лучи рассеиваются во все стороны.

Найдём значение угла отклонения от первоначального направления для лучей, вышедших из капли параллельным пучком. Для этого вычислим сначала угол θ отклонения луча от первоначального направления в случае однократного отражения от внутренней поверхности капли (рис. 2.44).

Как видно из рисунка, угол преломления $\beta = \angle OAB = \angle ABO = \angle OBC = \angle OCB$, а $\angle BAD = \angle BCD = \alpha - \beta$. В точке A луч поворачивается на угол $\alpha - \beta$, в точке B — на угол $\pi - 2\beta$ и в точке C — на угол $\alpha - \beta$. Следовательно, полный угол отклонения луча от первоначального направления

$$\theta = \alpha - \beta + \pi - 2\beta + \alpha - \beta = \pi + 2\alpha - 4\beta. \qquad (2.16.3)$$

При падении на каплю параллельного пучка лучей угол падения луча, идущего вдоль диаметра, равен 0°, а углы падения остальных лучей пучка принимают всевозможные значения от 0 до 90°.

Используя выражение (2.16.3) и закон преломления, найдём значения θ для различных углов падения α.

α, °	θ	α, °	θ
0	180°	55	138°20′
20	160°24′	60	137°56′
40	144°54′	65	138°40′
50	139°40′	70	140°44′

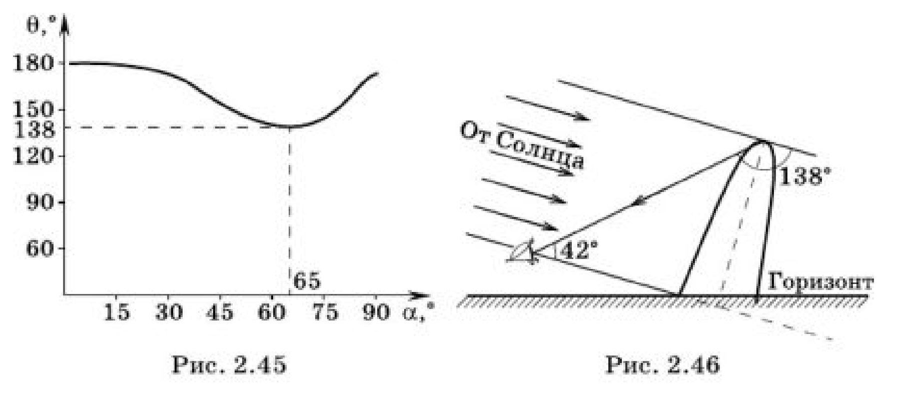


Рис. 2.45 Рис. 2.46

На рисунке 2.45 изображён график зависимости θ от α. Как видно из таблицы и графика, наименьшее значение угла отклонения приближённо равно $\theta_{min} = 138°$. Лучи, вышедшие из капли, идут приблизительно параллельно именно при $\theta = \theta_{min}$, так как при этом значении θ угол отклонения меняется наиболее медленно при изменении угла падения α.

Итак, для параллельных лучей угол отклонения равен 138°. Следовательно, угол между падающими от Солнца лучами и направлением на радугу составляет 42° (для красного света) (рис. 2.46).

В глаз попадает свет от тех капель, которые находятся в направлении, составляющем угол 42° с линией, проведённой через глаз и Солнце. Для фиолетовых лучей этот угол составляет примерно 40°.

Задача 2

Два плоских зеркала образуют между собой малый угол α (рис. 2.47). На равных расстояниях b от зеркал расположен источник света S. Определите интервал между соседними интерференционными полосами на экране MN, расположенном на расстоянии $OA = a$ от линии пересечения зеркал. Длина световой волны λ известна. (Ширма C препятствует непосредственному попаданию света от источника на экран.)

Решение. Согласно формуле (2.16.1) расстояние между интерференционными полосами

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{l}. \qquad (2.16.4)$$

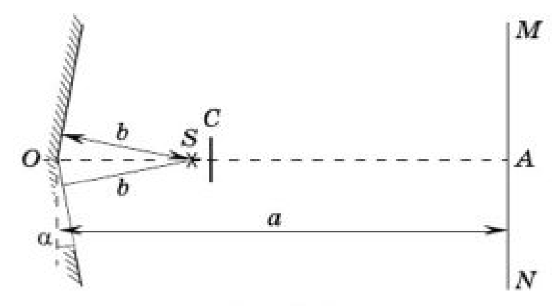


Рис. 2.47

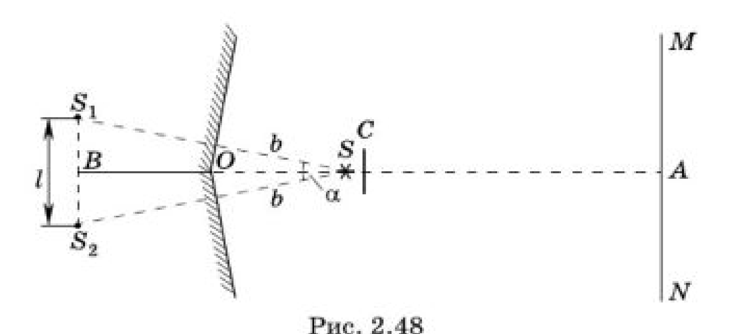


Рис. 2.48

Здесь l — расстояние между мнимыми изображениями S_1 и S_2 источника S (рис. 2.48) в плоских зеркалах (бизеркалах Френеля). Расстояние от мнимых изображений источника S до экрана $D = a + b$. Расстояние $l = S_1S_2$ определим из ΔS_1SB:

$$\frac{l}{2} = 2b\sin\frac{\alpha}{2} \approx 2b\frac{\alpha}{2}, \text{ или } l = 2b\alpha.$$

Подставляя значения D и l в формулу (2.16.4), найдём

$$\Delta h = \lambda\frac{a + b}{2b\alpha}.$$

Задача 3

Собирающая линза, имеющая фокусное расстояние $F = 10$ см, разрезана пополам, и половинки раздвинуты на расстояние $a = 0{,}5$ мм (билинза). Оцените число интерференционных полос на экране, расположенном за линзой на расстоянии $D = 60$ см, если перед линзой находится точечный источник монохроматического света ($\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м), удалённый от неё на расстояние $d = 15$ см.

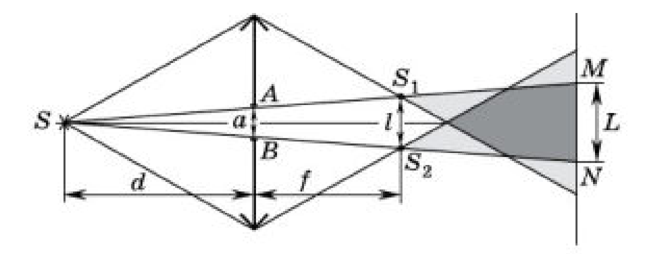


Рис. 2.49

Решение. Две полулинзы образуют оптическую систему. Ход лучей в системе изображён на рисунке 2.49. S_1 и S_2 — изображения источника S в половинах линзы. Расстояние между соседними интерференционными полосами на экране согласно формуле (2.16.1) равно

$$\Delta h = \frac{\lambda(D - f)}{l}. \qquad (2.16.5)$$

Расстояние f от полулинз до изображений найдём из формулы линзы (1.19.3):

$$f = \frac{dF}{d - F}. \qquad (2.16.6)$$

А расстояние между изображениями S_1 и S_2 источника S найдём из подобия треугольников SAB и SS_1S_2 (см. задачу 3 в § 1.28):

$$l = \frac{ad}{d - F}. \qquad (2.16.7)$$

Подставляя выражения (2.16.6) и (2.16.7) для f и l в равенство (2.16.5), получим:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{ad}(Dd - DF - dF) = 10^{-2} \text{ см}.$$

Искомое число интерференционных полос

$$N = \frac{L}{\Delta h}, \qquad (2.16.8)$$

где L — ширина интерференционной картины. Из подобия треугольников SAB и SMN найдём:

$$L = \frac{a(d + D)}{d}.$$

Следовательно,

$$N = \frac{a(d + D)}{d\Delta h} = 25.$$

Задача 4

Определите оптимальные размеры отверстия «дырочной камеры» (камеры-обскуры) в зависимости от длины волны, т. е. радиус отверстия r, при котором точечный источник изобразится на стенке камеры кружком минимального диаметра, если расстояние от источника света до камеры велико по сравнению с её глубиной d. Направления на минимумы освещённости по порядку величины определяются по формуле

$$2r\sin\varphi = k\lambda, \text{ где } k = 1, 2, 3, \ldots .$$

Решение. Лучи, падающие на отверстие камеры от удалённого точечного источника, можно приблизительно считать параллельными. Если бы не было дифракции, то диаметр светлого пятна на стенке камеры был бы равен диаметру отверстия: $AB = 2r$ (рис. 2.50). Вследствие дифракции

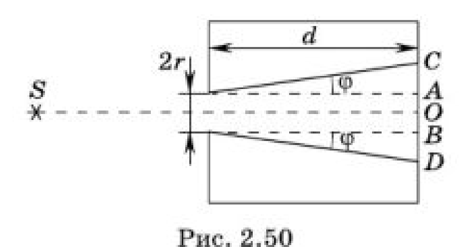


Рис. 2.50

диаметр пятна увеличится до DC. Расстояние OC (радиус пятна) определяется углом φ, задающим направление на первый минимум (тёмное кольцо). Согласно указанию в условии задачи $2r\sin\varphi = \lambda$. Следовательно, радиус пятна

$$OC = r + AC = r + d\sin\varphi = r + \frac{d\lambda}{2r}. \qquad (2.16.9)$$

Определим, при каком значении r выражение (2.16.9) достигнет минимума. Для этого приравняем нулю производную от этого выражения по r:

$$\left(r + \frac{d\lambda}{2r}\right)' = 0, \text{ или } 1 - \frac{d\lambda}{2r^2} = 0.$$

Отсюда

$$r = \sqrt{\frac{d\lambda}{2}}.$$

Задача 5

Найдите условие, определяющее направление на главные максимумы при наклонном падении световых волн на дифракционную решётку, если период решётки $d \gg k\lambda$ (k — порядок спектра).

Решение. При наклонном падении лучей на дифракционную решётку под углом θ (рис. 2.51) разность хода между волнами, идущими от краёв соседних щелей,

$$\delta = BD - AC = d\sin\varphi - d\sin\theta.$$

Эти волны, складываясь, усиливают друг друга при условии

$$d(\sin\varphi - \sin\theta) = k\lambda, \qquad (2.16.10)$$

где $k = 1, 2, 3, \ldots$ для максимумов, лежащих правее центрального ($k = 0$), и $k = -1, -2, -3, \ldots$ для максимумов, лежащих левее центрального.

Равенство (2.16.10) можно переписать в форме

$$2d\cos\frac{\varphi+\theta}{2}\sin\frac{\varphi-\theta}{2} = k\lambda.$$

Если $d \gg k\lambda$, то $\varphi \approx \theta$. При этом

$$\cos\frac{\varphi+\theta}{2} \approx \cos\theta,\ \sin\frac{\varphi-\theta}{2} \approx \frac{\varphi-\theta}{2}.$$

Следовательно, условие, определяющее направления на главные максимумы, примет вид

$$d\cos\theta\,(\varphi-\theta) \approx k\lambda.$$

Постоянная решётки как бы уменьшилась и стала равной $d\cos\theta$ вместо d. Углы φ и θ отсчитываются от направления падающего света.

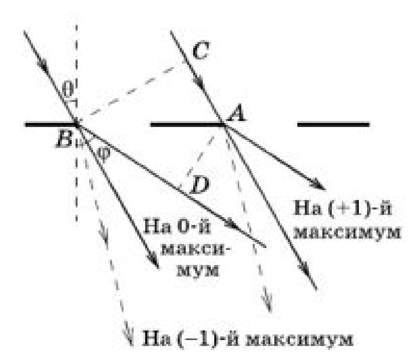


Рис. 2.51

Упражнение 5

1. На рисунке 2.52 представлена схема опыта Майкельсона по определению скорости света. С какой частотой должна вращаться восьмиугольная зеркальная призма, чтобы источник был виден в зрительную трубу, если световой луч проходит расстояние, равное приблизительно 71 км?

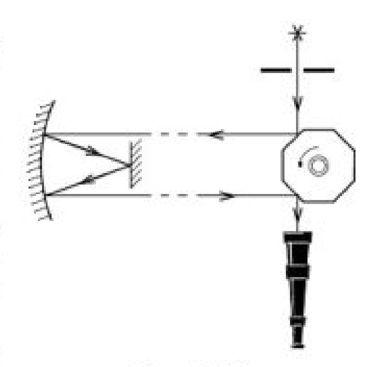


Рис. 2.52

2. Показатель преломления воды для красного света с длиной волны в вакууме $\lambda_1 = 7 \cdot 10^{-5}$ см равен $n_1 = 1,331$, а для фиолетового света с длиной волны в вакууме $\lambda_2 = 4 \cdot 10^{-5}$ см он равен $n_2 = 1,343$. Найдите длины этих волн в воде и скорости их распространения.

3. Объясните качественно причины появления двойной радуги. Каково чередование цветов в первой (основной) и второй радуге?

4. Можно ли в Москве во время летнего солнцестояния (22 июня) наблюдать радугу в полдень?
Указание. В это время Солнце в Северном полушарии стоит наиболее высоко над горизонтом.

5. Два когерентных источника S_1 и S_2 с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм находятся на расстоянии $d = 2$ мм друг от друга. Параллельно линии, соединяющей источники, расположен экран (рис. 2.53). Максимум или минимум интерференционной картины наблюдается в точке A экрана?

6. Два точечных когерентных источника S_1 и S_2, расстояние между которыми $l \gg \lambda$, расположены на прямой S_1A, перпендикулярной экрану (рис. 2.54). Ближайший источник S_2 находится от экрана на расстоянии $D \gg \lambda$. Какой вид имеют интерференционные полосы на экране?

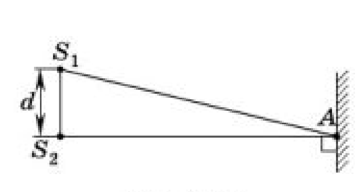


Рис. 2.53

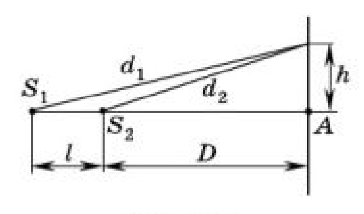


Рис. 2.54

Каково расстояние h на экране от основания перпендикуляра A до ближайшей светлой полосы (при условии, что $l = n\lambda$, n — целое число)?

7. Сколько интерференционных полос наблюдается на экране в установке с бипризмой Френеля (см. рис. 2.9)?

8. Трудность изготовления бипризмы с углом, близким к 180° (см. § 2.4), заставляет прибегнуть к следующему приёму. Бипризму с углом β, сильно отличающимся от 180°, помещают в сосуд, заполненный жидкостью с показателем преломления n_1, или бипризма является одной из стенок этого сосуда (рис. 2.55). Рассчитайте угол δ эквивалентной бипризмы, находящейся в воздухе. Показатель преломления вещества бипризмы n_2. Выполните вычисления для $n_1 = 1{,}50$ (бензол), $n_2 = 1{,}52$ (стекло), $\beta = 170°$.

9. Из собирающей линзы с фокусным расстоянием $F = 10$ см вырезана центральная часть шириной $d = 0{,}5$ мм (рис. 2.56). Обе части линзы сдвинуты вплотную. На линзу падает монохроматический свет ($\lambda = 0{,}5$ мкм) от точечного источника, расположенного на расстоянии $a = 5$ см от линзы. На каком расстоянии D с противоположной стороны линзы нужно поместить экран, чтобы на нём можно было наблюдать $N = 3$ интерференционные полосы? Чему равно максимально возможное число интерференционных полос, которое можно наблюдать в данной установке?

10. Найдите расстояние между соседними полосами интерференционной картины, даваемой линзой радиусом $R = 1$ см (см. задачу 9), при условии, что это расстояние не зависит от положения экрана. При каком положении экрана число интерференционных полос максимально? Источник света даёт монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0{,}5$ мкм.

11. На поверхность двояковыпуклой линзы, имеющей радиус кривизны R_1, положена своей выпуклой стороной плосковыпуклая линза с радиусом кривизны поверхности

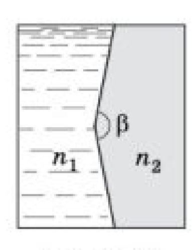


Рис. 2.55

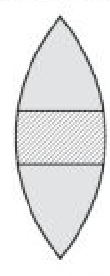


Рис. 2.56

$R_2 < R_1$. Найдите радиусы тёмных колец Ньютона, возникающих вокруг точки соприкосновения линз, если на систему падает нормально монохроматический свет с длиной волны λ.

12. На тонкий стеклянный клин от удалённого источника почти нормально падает поток монохроматических волн, длина волны которых λ. На расстоянии d от клина расположен экран, на который линза с фокусным расстоянием F проецирует возникающую в клине интерференционную картину. Расстояние между интерференционными полосами на экране Δl известно. Найдите угол α клина, если показатель преломления стекла равен n.

13. Докажите, что при отражении электромагнитной волны происходит изменение фазы колебаний на π либо напряжённости электрического поля волны, либо магнитной индукции.

14. Нарисуйте векторные диаграммы для дифракции Френеля на одной щели в случаях: а) $\varphi = 0$; б) $b\sin\varphi = \frac{\lambda}{2}$; в) $b\sin\varphi = \lambda$.

15. На дифракционную решётку, имеющую 500 штрихов на 1 мм, падает плоская монохроматическая волна ($\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см). Определите наибольший порядок спектра k, который можно наблюдать при нормальном падении лучей на решётку.

16. На дифракционную решётку, имеющую период $d = 4 \cdot 10^{-4}$ см, падает нормально монохроматическая волна. За решёткой расположена линза с фокусным расстоянием $F = 40$ см, которая даёт изображение дифракционной картины на экране. Определите длину волны λ, если первый максимум получается на расстоянии $l = 5$ см от центрального.

17. Источник белого света, дифракционная решётка и экран помещены в воду. Какие изменения претерпит при этом дифракционная картина, если углы отклонения световых лучей решёткой малы?

18. На каком расстоянии от дифракционной решётки нужно поставить экран, чтобы расстояние между центральным и четвёртым максимумами было равно $\lambda = 50$ мм для монохроматического света, длина волны которого $\lambda = 0{,}5$ мкм? Постоянная решётки $d = 0{,}02$ мм.

Глава 3

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Развитие электродинамики и оптики привело к пересмотру представлений о пространстве и времени. Согласно классическим представлениям о пространстве и времени, считавшимся на протяжении веков незыблемыми, движение не оказывает никакого влияния на течение времени (время абсолютно), а линейные размеры любого тела не зависят от того, покоится тело или движется (длина абсолютна).
Специальная теория относительности Эйнштейна — это новое учение о пространстве и времени, пришедшее на смену старым (классическим) представлениям.

§ 3.1. ЗАКОНЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ И ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

После создания электродинамики возникли сомнения в справедливости принципа относительности Галилея применительно к электромагнитным явлениям.

После того как во второй половине XIX в. Максвеллом были сформулированы основные законы электродинамики, возник вопрос, распространяется ли принцип относительности, справедливый для механических явлений, и на электромагнитные явления. Иными словами, протекают ли электромагнитные процессы (взаимодействие зарядов и токов, распространение электромагнитных волн и т. д.) одинаково во всех инерциальных системах отсчёта? Или, быть может,

равномерное прямолинейное движение, не влияя на механические явления, оказывает некоторое воздействие на электромагнитные процессы?

Чтобы ответить на этот вопрос, нужно было выяснить, меняются ли основные законы электродинамики (уравнения Максвелла) при переходе от одной инерциальной системы к другой, или же, подобно законам Ньютона, они остаются неизменными. Только в последнем случае можно отбросить сомнения в справедливости принципа относительности применительно к электромагнитным процессам и рассматривать этот принцип как общий закон природы.

Значения координат и времени в двух инерциальных системах отсчёта связаны друг с другом преобразованиями Галилея. Преобразования Галилея выражают классические представления о пространстве и времени. Уравнения Ньютона инвариантны относительно преобразований Галилея, и этот факт как раз и выражает принцип относительности в механике.

Законы электродинамики сложны, и выяснить, инвариантны эти законы относительно преобразований Галилея или нет, — нелёгкое дело. Однако уже простые соображения позволяют найти ответ. В электродинамике Максвелла скорость распространения электромагнитных волн в вакууме одинакова по всем направлениям и равна $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с. Но, с другой стороны, в соответствии с законом сложения скоростей, вытекающим из преобразований Галилея, скорость может равняться c только в одной избранной системе отсчёта. В любой другой системе отсчёта, движущейся по отношению к этой избранной системе со скоростью $\vec{v}$, скорость света должна равняться $\vec{c} - \vec{v}$. Это означает, что если справедлив обычный закон сложения скоростей, то при переходе от одной инерциальной системы к другой законы электродинамики должны меняться так, чтобы в этой новой системе отсчёта скорость света равнялась не $\vec{c}$, а $\vec{c} - \vec{v}$.

Таким образом, обнаружились определённые противоречия между электродинамикой и механикой Ньютона, законы которой согласуются с принципом относительности. Возникшие трудности можно было попытаться преодолеть тремя различными способами.

Первая возможность состояла в том, чтобы объявить несостоятельным принцип относительности в применении к электромагнитным явлениям. На эту точку зрения стал ве-

ликий голландский физик, основатель электронной теории Х. Лоренц. Электромагнитные явления ещё со времён Фарадея рассматривались как процессы в особой, всепроникающей среде, заполняющей всё пространство, — «мировом эфире». Инерциальная система отсчёта, покоящаяся относительно эфира, — это, согласно Лоренцу, особая преимущественная система. В ней законы электродинамики Максвелла справедливы и имеют наиболее простую форму. Лишь в этой системе отсчёта скорость света в вакууме одинакова по всем направлениям.

Вторая возможность состоит в том, чтобы считать неправильными сами уравнения Максвелла и пытаться изменить их таким образом, чтобы они при переходе от одной инерциальной системы к другой (в соответствии с обычными, классическими представлениями о пространстве и времени) не менялись. Такая попытка, в частности, была предпринята Г. Герцем. По Герцу, эфир полностью увлекается движущимися телами, и поэтому электромагнитные явления, разыгрывающиеся в эфире, протекают одинаково независимо от того, покоится тело или движется. Принцип относительности справедлив.

Наконец, *третья возможность* разрешения указанных трудностей состоит в отказе от классических представлений о пространстве и времени, с тем чтобы сохранить как принцип относительности, так и уравнения Максвелла. Это наиболее революционный путь, ибо он означает пересмотр самых глубоких, самых основных представлений в физике. С данной точки зрения оказываются неточными не уравнения электромагнитного поля, а законы механики Ньютона, согласующиеся со старыми представлениями о пространстве и времени, выражаемыми преобразованиями Галилея. Изменять нужно законы механики, а не законы электродинамики Максвелла.

Единственно правильной оказалась именно третья возможность. Последовательно развивая её, Эйнштейн пришёл к новым представлениям о пространстве и времени. Первые два пути, как оказалось, опровергаются экспериментом.

При попытках Герца изменить законы электродинамики Максвелла выяснилось, что новые уравнения не способны объяснить ряд наблюдаемых фактов. Так, согласно теории Герца, движущаяся вода должна полностью увлекать за собой распространяющийся в ней свет, так как она увлекает эфир, в котором свет распространяется. Опыт же показал, что в действительности это не так.

Точка зрения Лоренца, согласно которой должна существовать избранная система отсчёта, связанная с мировым эфиром, пребывающим в абсолютном покое, также была опровергнута прямыми опытами.

§ 3.2. ОПЫТ МАЙКЕЛЬСОНА

Если бы скорость света была равна 300 000 км/с *только в системе отсчёта, связанной с эфиром, то, измеряя скорость света в произвольной инерциальной системе, можно было бы обнаружить движение этой системы по отношению к эфиру и определить скорость этого движения. Подобно тому как в системе отсчёта, движущейся относительно воздуха, возникает ветер, при движении по отношению к эфиру (если, конечно, эфир существует) должен быть обнаружен «эфирный ветер».*

Опыт по обнаружению «эфирного ветра» был поставлен в 1887 г. американскими учёными А. Майкельсоном и Э. Морли по идее, высказанной за 12 лет до этого Максвеллом. Суть этого опыта можно понять с помощью следующего примера.

Из города A самолёт совершает рейсы в города B и C (рис. 3.1, *а*). Города B и C расположены на одинаковых расстояниях, равных l = 300 км, от A, причём трасса AB перпендикулярна трассе AC. Скорость самолёта относительно воздуха c = 200 км/ч. Пусть в направлении AB дует ветер со скоростью v = 10 км/ч. Спрашивается: какой рейс займёт больше времени: от A к B и обратно или от A к C и обратно?

В первом случае время полёта равно

$$t_1 = \frac{l}{c+v} + \frac{l}{c-v} \approx 3{,}00075 \text{ ч}.$$

Во втором случае самолёт должен держать курс не на сам город C, а на некоторую точку D, лежащую против ветра (рис. 3.1, *б*). Относительно воздуха самолёт пролетит рассто-

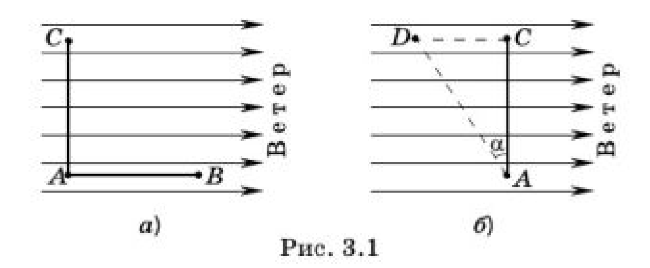


Рис. 3.1

яние AD. Воздушный поток сносит самолёт на расстояние DC. Отношение этих расстояний равно отношению скоростей:

$$\frac{DC}{AD} = \frac{v}{c}.$$

Относительно Земли самолёт пролетит расстояние AC.

Так как $\frac{DC}{AD} = \sin\alpha$ (см. рис. 3.1, *б*), то $\sin\alpha = \frac{v}{c}$. Но

$$AD = \frac{AC}{\cos\alpha} = \frac{AC}{\sqrt{1 - \sin^2\alpha}},$$

поэтому

$$AD = \frac{AC}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Следовательно, время t_2, затраченное самолётом на прохождение этого пути туда и обратно со скоростью c, определится так:

$$t_2 = \frac{2AD}{c} = \frac{2AC}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2AC}{\sqrt{c^2 - v^2}} \approx 3{,}00375 \text{ ч}.$$

Разность времён налицо. Зная её, а также расстояние AC и скорость c, можно определить скорость ветра относительно Земли.

Упрощённая схема опыта Майкельсона приведена на рисунке 3.2. В этом опыте роль самолёта играла световая волна, имеющая скорость 300 000 км/с относительно эфира. (Никаких сомнений в существовании эфира тогда не было.) Роль обычного ветра играл предполагаемый «эфирный ветер», обдувающий Землю. Относительно неподвижного эфира Земля

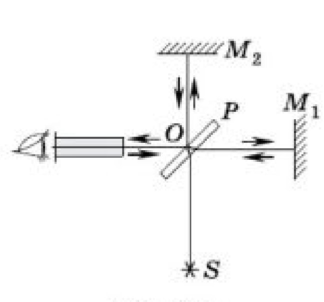
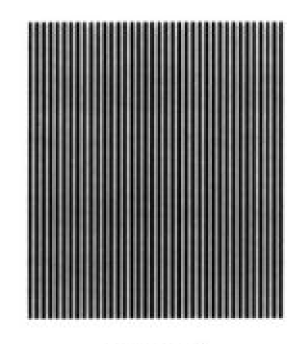


Рис. 3.2


Рис. 3.3

не может покоиться всё время, так как она движется вокруг Солнца со скоростью около 30 км/с и эта скорость непрерывно меняет направление. Роль города A играла полупрозрачная пластина P, разделяющая поток света от источника S на два взаимно перпендикулярных пучка. Города B и C заменены зеркалами M_1 и M_2, направляющими световые пучки обратно.

Далее оба пучка света соединялись и попадали в объектив зрительной трубы. При этом возникала интерференционная картина, состоящая из чередующихся светлых и тёмных полос (рис. 3.3). Расположение полос зависело от разности времён, затрачиваемых на одном и другом пути.

Прибор был установлен на квадратной каменной плите со сторонами по 1,5 м и толщиной более 30 см. Плита плавала в чаше с ртутью, для того чтобы её можно было без сотрясения поворачивать вокруг вертикальной оси (рис. 3.4).

Направление «эфирного ветра» неизвестно. Но при вращении прибора ориентация световых путей OM_1 и OM_2 относительно «эфирного ветра» должна была изменяться. Следовательно, должна была изменяться разность времён прохождения путей OM_1 и OM_2, а поэтому должны были смещаться и интерференционные полосы в поле зрения трубы. По этому смещению надеялись определить скорость «эфирного ветра» и её направление.

Однако, к удивлению учёных, опыт показал, что никакого смещения интерференционных полос при повороте прибора не происходит. Эксперименты ставились в разное время суток и в различные времена года, но всегда с одним и тем же

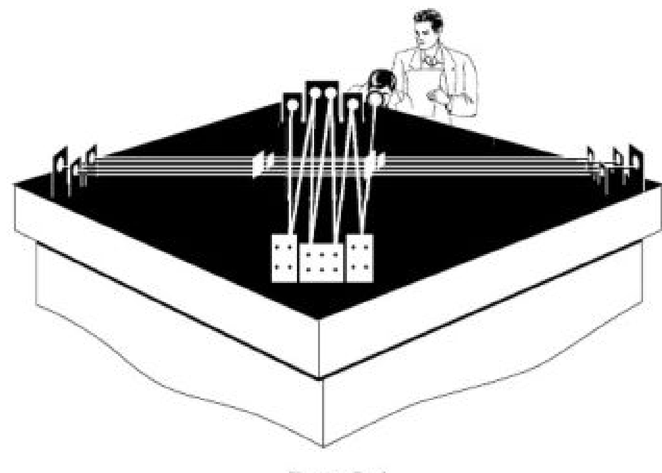


Рис. 3.4

отрицательным результатом: движения Земли по отношению к эфиру обнаружить не удалось. Точность последних экспериментов была такова, что они позволили бы обнаружить изменение скорости распространения света (при повороте интерферометра) даже на 2 м/с.

Всё это было похоже на то, как если бы вы, высунув голову из окна машины, при скорости 100 км/ч не заметили бы встречного ветра.

Таким образом, идея о существовании преимущественной системы отсчёта не выдержала опытной проверки. В свою очередь, это означало, что никакой особой среды — «светоносного эфира», — с которой можно было бы связать такую преимущественную систему отсчёта, не существует.

§ 3.3. ПОСТУЛАТЫ* ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В основе теории относительности лежат два постулата.

Для объяснения отрицательных результатов опыта Майкельсона и других опытов, которые должны были обнаружить движение Земли относительно эфира, вводились различные гипотезы. С помощью этих гипотез пытались объяснить, почему не удаётся обнаружить преимущественную систему отсчёта (считали, что такая система в действительности якобы имеется). Так, в частности, для объяснения опыта Майкельсона высказывали гипотезу о сокращении линейных размеров всех тел при их движении относительно эфира.

Совсем по-иному подошёл к проблеме великий физик XX в. Альберт Эйнштейн (1879—1955): не следует изобретать различные гипотезы для объяснения отрицательных результатов всех попыток обнаружить различие между инерциальными системами. Законом природы является полное равноправие всех инерциальных систем отсчёта в отношении не только механических, но и электромагнитных процессов. Нет никакого различия между состоянием покоя и равномерного прямолинейного движения. Именно это об-

---

* Постулат в физической теории играет ту же роль, что и аксиома в математике (основное положение, которое не может быть логически доказано). В физике постулат есть результат обобщения опытных фактов.

наружилось в опыте Майкельсона (движение Земли по орбите не оказывает влияния на оптические явления на Земле).

Принцип относительности — главный постулат теории Эйнштейна. Его можно сформулировать так: **все законы природы одинаковы в любой инерциальной системе отсчёта**.

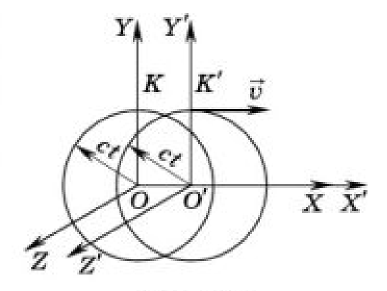


Рис. 3.5

Это означает, что во всех инерциальных системах физические законы имеют одинаковую форму. Таким образом, принцип относительности классической механики обобщается на все процессы в природе, в том числе и на электромагнитные. Но теория относительности основывается не только на принципе относительности. Имеется ещё второй постулат: **скорость света в вакууме одинакова для всех инерциальных систем отсчёта**. Она не зависит ни от скорости источника, ни от скорости приёмника светового сигнала*.

Скорость света занимает, таким образом, особое положение.

Для того чтобы решиться сформулировать постулаты теории относительности, нужна была большая научная смелость. Дело в том, что они находятся в очевидном противоречии с классическими представлениями о пространстве и времени.

В самом деле, допустим, что в момент времени, когда начала координат инерциальных систем отсчёта K и K' (рис. 3.5), движущихся друг относительно друга со скоростью $\vec{v}$, совпадают, в начале координат произошла кратковременная вспышка света. За время t системы сместятся друг относительно друга на расстояние vt, а сферический волновой фронт будет иметь радиус ct. Системы K и K' равноправны, и скорость света одинакова в той и другой системе.

Следовательно, с точки зрения наблюдателя, связанного с системой отсчёта K, центр сферы будет находиться в точке O, а с точки зрения наблюдателя, связанного с системой отсчёта K', он будет находиться в точке O'. Но ведь не может один и тот же сферический фронт иметь центры в O и O'. Это

---

*Этот постулат можно рассматривать как следствие утверждения о независимости скорости света от движения источника и принципа относительности.

явное противоречие вытекает из рассуждений, основанных на постулатах теории относительности.

Противоречие здесь действительно есть. Но не внутри самой теории относительности. Имеется лишь противоречие с классическими представлениями о пространстве и времени, которые при больших скоростях движения уже несправедливы.

? **1.** Какие факты (противоречия) привели Эйнштейна к формулировке новой теории о пространстве и времени?

2. Сформулируйте принцип относительности Эйнштейна.

§ 3.4. ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ ОДНОВРЕМЕННОСТИ

До начала XX в. никто не сомневался, что время абсолютно. Два события, одновременные для жителей Земли, одновременны для жителей любой космической цивилизации. Создание теории относительности показало, что это не так.

Причиной несостоятельности классических представлений о пространстве и времени является неправильное предположение о возможности мгновенной передачи взаимодействий и сигналов из одной точки пространства в другую. Существование предельной конечной скорости передачи взаимодействий вызывает необходимость глубокого изменения обычных представлений о пространстве и времени, основанных на повседневном опыте. Представление об *абсолютном времени*, которое течёт раз и навсегда заданным темпом, совершенно независимо от материи и её движения, оказывается неправильным.

Если допустить мгновенное распространение сигналов, то утверждение, что события в двух пространственно разделённых точках A и B произошли одновременно, будет иметь абсолютный смысл. Можно поместить в точки A и B часы и синхронизировать их с помощью мгновенных сигналов. Если такой сигнал отправлен из точки A, например, в 0 ч 45 мин и он в этот же момент времени по часам B пришёл в точку B, то, значит, часы показывают одинаковое время, т. е. идут *синхронно*. Если же такого совпадения нет, то часы можно *сихронизировать*, подведя вперёд те часы, которые показывают меньшее время в момент отправления сигнала.

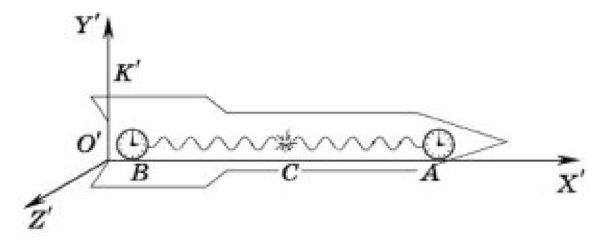


Рис. 3.6

Любые события, например два удара молнии, одновременны, если они происходят при одинаковых показаниях синхронизированных часов.

Только располагая в точках A и B синхронизированными часами, можно судить о том, произошли ли два каких-либо события в этих точках одновременно или нет. Но как можно синхронизировать часы, находящиеся на некотором расстоянии друг от друга, если скорость распространения сигналов не бесконечно велика?

Для синхронизации часов естественно прибегнуть к световым или вообще электромагнитным сигналам, так как скорость электромагнитных волн в вакууме является строго определённой, постоянной величиной.

Именно этот способ используют для проверки часов по радио. Сигналы времени позволяют синхронизировать ваши часы с точными эталонными часами. Зная расстояние от радиостанции до дома, можно вычислять поправку на запаздывание сигнала. Эта поправка, конечно, очень невелика. В повседневной жизни она не играет сколько-нибудь существенной роли. Но при огромных космических расстояниях она может оказаться весьма существенной.

Рассмотрим подробнее простой метод синхронизации часов, не требующий никаких вычислений. Допустим, что космонавт хочет узнать, одинаково ли идут часы A и B, установленные на противоположных концах космического корабля (рис. 3.6). Для этого с помощью источника, неподвижного относительно корабля и расположенного в его середине, космонавт производит вспышку света. Свет одновременно достигает обоих часов. Если показания часов в этот момент одинаковы, то часы идут синхронно.

Но так будет лишь относительно системы отсчёта K', связанной с кораблём. В системе же отсчёта K, относительно которой корабль движется, положение иное. Часы на носу корабля удаляются от того места, где произошла вспышка

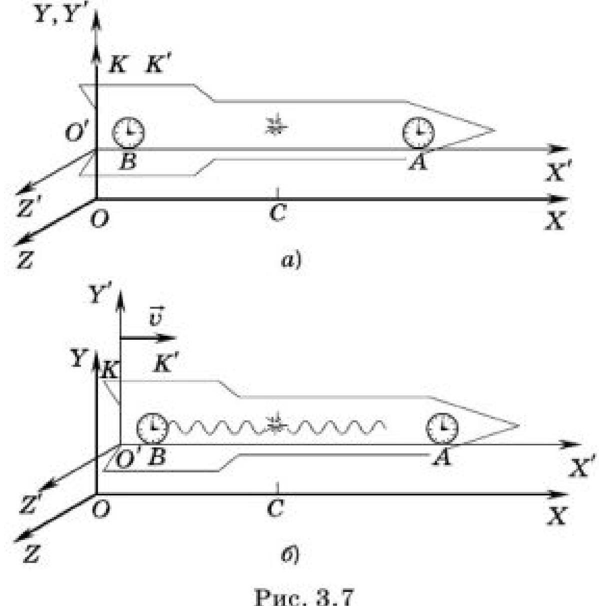


Рис. 3.7

света источника, и, чтобы достигнуть часов A, свет должен преодолеть расстояние, большее половины длины корабля (рис. 3.7, *а*, *б*). Напротив, часы B на корме приближаются к месту вспышки, и путь светового сигнала меньше половины длины корабля. Поэтому наблюдатель в системе K придёт к выводу, что сигналы достигают обоих часов не одновременно. Соответственно, часы A и B идут неодинаково.

Два любых события в точках A и B, одновременные в системе K', не одновременны в системе K. Но в силу принципа относительности системы K' и K совершенно равноправны. Ни одной из этих систем нельзя отдать предпочтение. Поэтому мы вынуждены прийти к заключению, что *одновременность пространственно разделённых событий относительна*. Причиной относительности одновременности является, как мы видим, конечность скорости распространения сигналов.

Именно в относительности одновременности кроется решение парадокса со сферическими световыми сигналами, о котором шла речь в § 3.3. Свет одновременно достигает точек сферической поверхности с центром в точке O только с точки зрения наблюдателя, находящегося в покое относительно системы K. С точки зрения же наблюдателя, связан-

ного с системой K', свет достигает этих точек в разные моменты времени.

Разумеется, справедливо и обратное: в системе K свет достигает точек поверхности сферы с центром в O' в различные моменты времени, а не одновременно, как это представляется наблюдателю в системе K'. Отсюда следует, что никакого парадокса в действительности нет.

? **1.** Какие события называются одновременными?

2. С точки зрения наблюдателя, находящегося в движущемся поезде, удары молнии в точке A (впереди поезда) и в точке B (позади поезда) произошли одновременно. Какая молния ударила в землю раньше с точки зрения наблюдателя, покоящегося относительно земли?

3. Абсолютно ли время? Ответ аргументируйте.

§ 3.5. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА

Подобно тому как классические представления о пространстве и времени формулируются количественно с помощью преобразований Галилея для координат и времени, новые релятивистские, как их обычно называют, представления о пространстве и времени формулируются с помощью преобразований Лоренца.

Эти преобразования однозначно вытекают из постулатов теории относительности. Кроме двух постулатов, необходимо лишь наложить ещё одно требование: преобразования должны быть *линейными*. Требование линейности преобразований следует из однородности пространства-времени: все точки пространства и все моменты времени физически равноценны. Начало системы отсчёта пространственных координат и начало отсчёта времени ничем не должны быть выделены. При любых нелинейных преобразованиях (например, $x' = kx^2$ и т. д.) такое выделение имело бы место.

Мы не будем рассматривать общие преобразования Лоренца, связывающие координаты и время в двух инерциальных системах, движущихся в произвольном направлении друг относительно друга. Ограничимся *частными преобразованиями*, как это было сделано ранее при записи преобразований Галилея. Это позволит наиболее отчётливо увидеть физическое содержание новых преобразований.

Пусть имеется инерциальная система отсчёта K. Координаты любой точки, например точки P, в этой системе обозначим через x, y, z, а время через t (рис. 3.8). Другая инерциальная система K' движется с постоянной скоростью $\vec{v}$ относительно системы K, причём таким образом, что её ось X' совпадает с осью X системы K, а оси Y' и Z' параллельны соответствующим осям Y и Z. (Это означает рассмотрение частных преобразований, а не общих.) Наша задача состоит в определении координат x', y', z' и времени t' некоторого события относительно системы K', если известны координаты x, y, z и время t этого же события в системе K. Начало отсчёта времени выберем таким образом, чтобы в момент $t = 0$ начала отсчёта наших систем (точки O и O' на рис. 3.8) совпадали.

Во-первых, так как движение вдоль осей Y и Z отсутствует, то можно ожидать, что

$$y' = y, \quad z' = z. \tag{3.5.1}$$

Далее, начало отсчёта системы K' (точка с координатой $x' = 0$ в этой системе) движется относительно системы K вдоль оси X со скоростью $\vec{v}$, так что координата точки O' в системе K изменяется по закону: $x = vt$. Таким образом, задание условия $x' = 0$ эквивалентно условию $x - vt = 0$. Учитывая этот факт и линейность преобразований координат, связь между координатами x' и x для любой точки можно записать в форме

$$x' = \alpha(x - vt), \tag{3.5.2}$$

где α — подлежащий определению коэффициент, который может зависеть от скорости, но не от координат и времени. Для преобразований Галилея $\alpha = 1$.

С другой стороны, согласно принципу относительности скорость системы K по отношению к системе K' должна быть

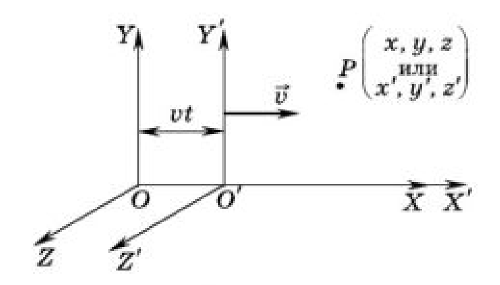


Рис. 3.8

по модулю равна той же скорости $\vec{v}$, но с противоположным знаком. (Если мы отказались от старых представлений о пространстве и времени, то ничего, кроме принципа относительности, не принуждает нас к этому заключению. Обнаружение различия в скоростях означало бы существование абсолютного движения.) Координата начала отсчёта системы K ($x = 0$) в системе K' изменяется по закону: $x' = -vt'$. Снова, учитывая линейность преобразований, мы можем записать:

$$x = \beta(x' + vt'). \qquad (3.5.3)$$

Коэффициент β также подлежит определению.

Для нахождения α и β достаточно использовать второй постулат теории относительности. Пусть в момент $t = 0$ из общего для данного момента времени начала координат систем K и K' испущен вдоль осей X, X' световой сигнал. Через промежуток времени t этот сигнал достигнет некоторой точки, имеющей координату x в системе K и x' в системе K'. Так как скорость света c одинакова в обеих системах, то

$$x = ct \text{ и } x' = ct'. \qquad (3.5.4)$$

Возводя почленно уравнения (3.5.4) в квадрат и вычитая второе из первого, будем иметь:

$$x^2 - x'^2 = c^2t^2 - c^2t'^2,$$

или

$$x^2 - c^2t^2 - x'^2 + c^2t'^2 = 0. \qquad (3.5.5)$$

Исключая x' из уравнений (3.5.2) и (3.5.3), можно получить выражение для t':

$$t' = \alpha\left[t - \frac{x}{v}\left(1 - \frac{1}{\alpha\beta}\right)\right]. \qquad (3.5.6)$$

Если в уравнение (3.5.5) подставить значения x' и t' из (3.5.2) и (3.5.6), то мы получим:

$$x^2 - c^2t^2 - \alpha^2(x - vt)^2 + c^2\alpha^2\left[t - \frac{x}{v}\left(1 - \frac{1}{\alpha\beta}\right)\right]^2 = 0. \qquad (3.5.7)$$

Так как это уравнение должно выполняться при любых x и t, то коэффициенты при t^2, xt и x^2 должны равняться нулю. Это даёт три следующих уравнения:

$$-c^2 - \alpha^2v^2 + \alpha^2c^2 = 0, \qquad (3.5.8)$$

$$\alpha^2 v - \frac{\alpha^2 c^2}{v} + \frac{c^2}{v}\frac{\alpha}{\beta} = 0, \qquad (3.5.9)$$

$$1 - \alpha^2 + \frac{c^2}{v^2}\alpha^2 + \frac{c^2}{v^2}\frac{1}{\beta^2} - \frac{2c^2}{v^2}\frac{\alpha}{\beta} = 0. \qquad (3.5.10)$$

Последнее равенство, впрочем, нам не понадобится, так как оно выполняется автоматически, если выполнены равенства (3.5.8) и (3.5.9).

Из уравнения (3.5.8) следует, что

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (3.5.11)$$

Подставляя данное значение α в уравнение (3.5.9), найдём, что

$$\beta = \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (3.5.12)$$

Если теперь подставить найденные значения α и β в уравнения (3.5.2) и (3.5.6) и вспомнить равенства (3.5.1), то можно окончательно записать преобразования Лоренца в следующей форме:

$$(3.5.13)$$

$$\boxed{\begin{gathered} x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ y' = y,\ z' = z, \\ t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{gathered}}$$

Решив уравнения (3.5.13) относительно x, y, z и t, мы получим обратные преобразования, выражающие координаты и время в системе K через координаты и время в системе K':

одновременно два события (например, световые вспышки в момент времени t), то с точки зрения системы K' событие в A произошло в момент времени

$$t'_A = \frac{t - \frac{v}{c^2}x_A}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

а в B — в момент времени

$$t'_B = \frac{t - \frac{v}{c^2}x_B}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Если $x_A < x_B$, то $t'_A > t'_B$.

4. Преобразования Лоренца ставят скорость света в вакууме в исключительное положение. Это максимально возможная скорость движения любых тел. При $v > c$ для координат и времени получаются мнимые выражения.

§ 3.6. ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ РАССТОЯНИЙ

Рассмотрим основные кинематические следствия преобразований Лоренца.

Пусть твёрдый стержень покоится в системе K' (рис. 3.9). Его длина в этой системе отсчёта, если стержень расположен вдоль оси X', равна

$$l_0 = x'_2 - x'_1. \qquad (3.6.1)$$

Это длина покоящегося стержня (собственная длина).

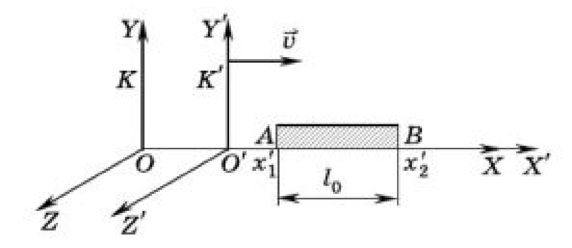


Рис. 3.9

Спрашивается: какова длина стержня с точки зрения системы K, относительно которой стержень движется со скоростью $\vec{v}$? С самого начала неясно, что понимать под длиной движущегося стержня. Ведь движущийся стержень нельзя измерить так же, как и покоящийся, путём простого прикладывания линейки. Корректным является определение длины движущегося стержня, предложенное Эйнштейном. Наблюдатель системы K *одновременно* (по своим часам) отмечает положение концов стержня в своей системе отсчёта. Длиной стержня l в системе K является разность координат его концов:

$$l = x_2 - x_1, \tag{3.6.2}$$

где x_2 и x_1 относятся к одному и тому же моменту времени.

Согласно преобразованиям Лоренца (3.5.13) для координат

$$x_2' = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \; x_1' = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

(Мы должны использовать именно эти преобразования, содержащие время t, а не уравнение (3.5.14), так как концы стержня — координаты x_1 и x_2 засекаются в один и тот же момент времени t — время системы K, а не K'.)

Следовательно,

$$l_0 = x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

или

$$\boxed{l = l_0\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,.} \tag{3.6.3}$$

Таким образом, *длина l движущегося стержня меньше длины l_0 покоящегося стержня. Длина не является абсолютной величиной, как считалось раньше, а зависит от скорости движения объекта. Абсолютным является лишь утверждение о том, что покоящийся стержень всегда длиннее движущегося.*

Действительно, пусть тот же стержень покоится в системе K. Тогда его длина в этой системе (системе покоя)

$$l_0 = x_2 - x_1.$$

Относительно системы K' стержень движется, и его длина в этой системе равна:

$$l = x_2' - x_1',$$

если концы стержня x_2' и x_1' засекаются в один и тот же момент времени t'.

Используя преобразования Лоренца (3.5.14), найдём, что, как и в предыдущем случае,

$$l = l_0\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

В этом состоит симметрия обеих физических ситуаций, требуемая принципом относительности.

Сокращение размеров обладает замечательным свойством взаимности. Здесь, по словам английского учёного Эддингтона, обнаруживается противоречие со «здравым смыслом», идущее гораздо дальше того, что мы встречаем у Свифта. Гулливер смотрел на лилипутов как на карликов, а лилипуты смотрели на Гулливера как на великана. Это естественно. Могло ли быть так, чтобы лилипуты казались карликами Гулливеру, а Гулливер казался карликом лилипутам? «Нет, — восклицает Эддингтон, — это слишком нелепо, даже для сказки. Такие вещи можно найти только в серьёзной научной работе».

Обратим ещё внимание на то, как наблюдатель из системы отсчёта, относительно которой стержень покоится, объясняет укорочение стержня для движущегося по отношению к стержню наблюдателя. С точки зрения первого наблюдателя, второй наблюдатель засекает положение концов стержня не одновременно! Ведь понятие одновременности относительно, и то, что одновременно для одной системы отсчёта, не одновременно для другой. Таким образом, можно сказать, что относительность расстояний в конце концов обусловлена относительностью одновременности событий.

Обнаружить сокращение движущегося стержня непосредственно экспериментально не представляется возможным из-за того, что оно может стать заметным лишь при скоростях, близких к скорости света. Измерения длин можно производить только для макроскопических тел, а такие тела практически невозможно разогнать до больших скоростей. Пока это удаётся только с элементарными частицами. Однако о размерах элементарных частиц говорить как о чём-то вполне определённом нельзя. Тем не менее релятивистское

сокращение расстояний ни в коей мере нельзя считать субъективным или кажущимся. Зависимость расстояния от выбора системы отсчёта столь же объективна, как, скажем, зависимость кинетической энергии от скорости движения тела в обычной механике Ньютона или зависимость угловых размеров предмета от расстояния до него.

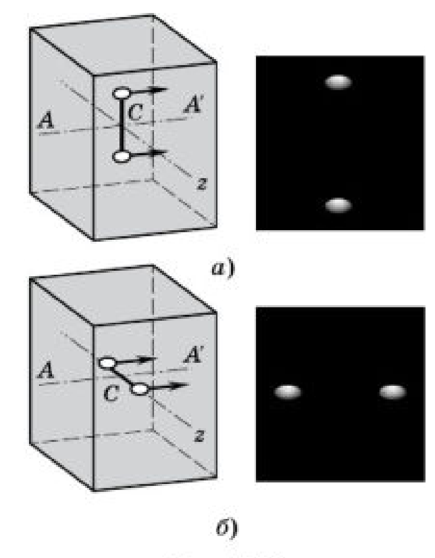


Рис. 3.10

Любопытно, что если бы удалось сфотографировать движущееся с очень большой скоростью макроскопическое тело, то на фотографии сокращение размеров не обнаружилось бы. Дело в том, что свету, идущему от различных участков тела, требуется разное время, чтобы дойти до объектива (эффект запаздывания, обусловленный конечностью скорости распространения света). Сочетание сокращения размеров с эффектом запаздывания привело бы к тому, что на фотографии тело выглядело бы не сжатым, а повёрнутым на некоторый угол.

Влияние эффекта запаздывания на фотографическое изображение может быть обнаружено экспериментально. Пусть два параллельно летящих лазерных импульса длительностью порядка 10^{-11} с (световая гантель) одновременно входят в мутную воду, рассеивающую свет. Световую гантель фотографируют камерой, оптическая ось z которой пересекает под углом 90° линию AA', вдоль которой движется середина C гантели (рис. 3.10). Если гантель ориентирована перпендикулярно оси камеры, импульсы находятся на равных расстояниях от объектива, и на фотографии при времени экспозиции 10^{-11} с получается «правильное» (вертикальное) положение гантели (рис. 3.10, *а*). Можно было бы ожидать, что если гантель будет ориентирована параллельно оси камеры, то на снимке получится одно светлое пятно. Однако благодаря эффекту запаздывания изображение более удалённого от объектива импульса оказывается в этом случае смещённым назад по сравнению с изображением ближайшего импульса (рис. 3.10, *б*).

§ 3.7. ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ ПРОМЕЖУТКОВ ВРЕМЕНИ

Пусть в одной и той же точке с координатой x'_0 системы K' происходят два события, разделённые интервалом времени

$$\tau_0 = t'_2 - t'_1. \tag{3.7.1}$$

Например, это могут быть два последовательных удара метронома, отбивающего каждую секунду. Система K' является для данных событий «системой покоя», т. е. системой, относительно которой события происходят в одной точке, т. е. покоятся.

Найдём интервал времени между этими же событиями, измеренный по часам системы K, относительно которой события «движутся», т. е. происходят в разных точках с координатами x_{01} и x_{02} (рис. 3.11):

$$\tau = t_2 - t_1, \tag{3.7.2}$$

где t_1 и t_2 — время наступления событий по часам системы K. Согласно преобразованиям Лоренца (3.5.14):

$$\tau = \frac{t'_2 + \frac{v}{c^2}x'_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{t'_1 + \frac{v}{c^2}x'_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

или

$$\boxed{\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.} \tag{3.7.3}$$

Промежуток времени, измеренный по часам, относительно которых события «движутся», больше, чем промежуток времени, измеренный по часам системы, в которой оба события происходят в одной и той же точке. *Временной интервал между событиями оказывается не абсолютной величиной*, как считалось ранее, а *относительной*.

Время, измеренное по часам системы, в которой события «покоятся», называется **собственным временем**. Оно минимально, и этот факт имеет такое же абсолютное значение, как и то, что длина покоящегося стержня максимальна. (Собственное время — инвариант, как и длина в системе покоя.) Если собственное время между событиями, к примеру,

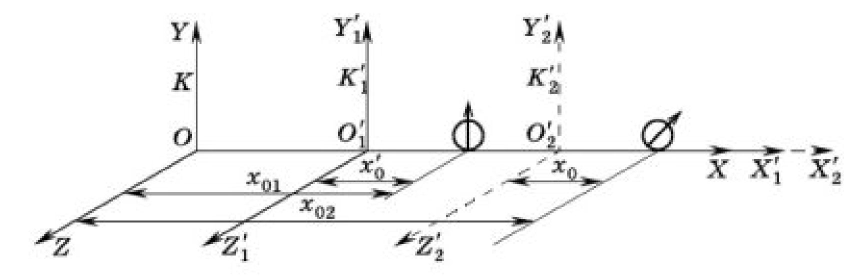


Рис. 3.11

равно 5 с, то все движущиеся наблюдатели по своим часам отметят бо́льшие интервалы: 6 с, 10 с и т. д. в зависимости от скорости относительного движения v. Этот эффект часто называют **замедлением времени** в движущихся системах.

Требуемое принципом относительности равноправие систем K и K' состоит в том, что если события происходят в одной и той же точке системы K, то тогда интервал между событиями будет минимален по часам этой системы. В самом деле, теперь

$$\tau_0 = t_2 - t_1,$$

а интервал времени по часам системы K' равен:

$$\tau = t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Можно сказать, что данный предмет или последовательность двух событий в одной точке в некотором смысле выделяют преимущественную систему отсчёта (систему покоя), которая может быть особенно удобной для описания явлений. Но требуемое принципом относительности равноправие систем отсчёта этим обстоятельством нисколько не нарушается.

Явление замедления времени обнаруживается экспериментально при наблюдении распада нестабильных элементарных частиц, таких, как мюон, π-мезоны и др. Среднее время жизни, например, мюона, т. е. время жизни между двумя событиями: рождением мюона и его распадом, в системе покоя в среднем равно $\tau_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с. Чем быстрее движется мюон относительно лабораторной системы отсчёта, тем больше его время жизни. Так как скорости движения

элементарных частиц могут быть очень близкими к скорости света, то это увеличение времени жизни, определяемое формулой (3.7.3), обнаруживается на опыте. Оно может оказаться больше времени жизни покоящейся частицы в несколько десятков раз, причём увеличение времени жизни в зависимости от скорости v движения мюона относительно лаборатории в точности соответствует формуле (3.7.3). В результате при скорости $v \approx c$ мюон проходит путь не $\tau_0 c \approx 660$ м, а во много раз больший.

Если бы удалось сообщить макроскопическому телу — ракете — скорость, близкую к скорости света, то космонавт, стартовавший с Земли и проведший в космосе по часам ракеты, скажем, 1 год, с точки зрения обитателей Земли вследствие релятивистского замедления времени проведёт в космосе гораздо большее время, скажем, 10 лет. В то время как на Земле пройдёт 10 лет и люди постареют на 10 лет, на ракете пройдёт 1 год и космонавт постареет также на 1 год. В этом смысле возможно путешествие в будущее, но, разумеется, не в прошлое.

На первый взгляд здесь имеется противоречие. Ведь, казалось бы, с точки зрения космонавта, движется Земля и замедление времени должно происходить на Земле, а не на ракете. Однако в действительности противоречия нет. Преобразования Лоренца и все следствия из них справедливы только для инерциальных систем отсчёта. Такой системой с большой точностью можно считать систему, связанную с земным шаром. Но стартующая с Земли ракета должна обязательно ускоряться, затем где-то в космосе тормозиться и опять разгоняться для возвращения назад. Поэтому считать систему отсчёта, связанную с ракетой, инерциальной ни в коем случае нельзя. Это означает, что проводить рассуждения с точки зрения системы отсчёта, связанной с ракетой, и пользоваться преобразованиями Лоренца мы не имеем права.

В 1916 г. Эйнштейном были заложены основы так называемой **общей теории относительности**, в которой принцип относительности распространяется и на неинерциальные системы отсчёта. Если рассмотреть полёт космонавта с помощью этой теории, то и с точки зрения системы отсчёта, связанной с ракетой, возвратившись на Землю, космонавт должен обнаружить, что на Земле прошло гораздо больше времени, чем на ракете.

Вытекающее из теории относительности представление о том, что одновременность событий, размеры предметов, интервалы времени не являются абсолютными, а зависят от скорости движения, кажутся противоречащими здравому смыслу, т. е. повседневному опыту. Так и есть на самом деле. В повседневной жизни мы встречаемся только с движениями тел со скоростями, много меньшими скорости света, когда все релятивистские эффекты практически незаметны. Мы привыкли к медленным движениям и лишены возможности представить себе наглядно в полной мере процессы при скоростях, близких к скорости света. Такие процессы непосредственно недоступны ни нашим органам чувств, ни нашему воображению. Лишь с помощью науки, опирающейся на мощь разума и использующей совершенные экспериментальные установки, удалось установить законы природы при больших скоростях движения.

§ 3.8. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ЗАКОН СЛОЖЕНИЯ СКОРОСТЕЙ

Новым релятивистским представлениям о пространстве и времени соответствует новый закон сложения скоростей. Очевидно, что классический закон сложения скоростей не может быть справедлив, так как он противоречит утверждению о постоянстве скорости света в вакууме.

Сложение скоростей

Если поезд движется со скоростью $\vec{v}$ и в вагоне по направлению движения поезда распространяется световая волна, то её скорость относительно Земли должна равняться опять-таки c, а не $v + c$. Новый закон сложения скоростей и должен приводить к требуемому результату.

Мы получим закон сложения скоростей для частного случая, когда тело движется вдоль оси X' системы отсчёта K', которая, в свою очередь, движется со скоростью $\vec{v}$ относительно системы отсчёта K. Причём в процессе движения координатные оси X и X' всё время совпадают, а координатные оси Y и Y', Z и Z' остаются параллельными (рис. 3.12).

Обозначим скорость тела относительно системы K' через $\vec{v}_{x1}$, а скорость этого же тела относительно K через $\vec{v}_{x2}$.

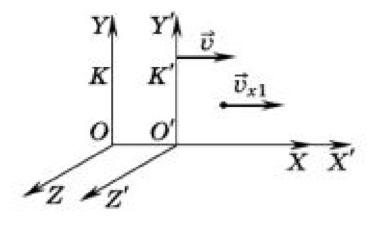


Рис. 3.12

За малый интервал времени $\Delta t'$, измеренный по часам системы K', тело переместится на отрезок $\Delta x'$ в системе K' и на отрезок Δx в системе K. Этот же интервал времени по часам системы K обозначим через Δt. Согласно преобразованиям Лоренца (3.5.14) интервалы Δx, $\Delta x'$ и $\Delta t'$ связаны соотношением

$$\Delta x = \frac{\Delta x' + v\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{3.8.1}$$

а интервалы Δt, $\Delta t'$ и $\Delta x'$ — соотношением

$$\Delta t = \frac{\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{3.8.2}$$

Разделив почленно левые и правые части уравнений (3.8.1) и (3.8.2), получим

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x' + v\Delta t'}{\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'}. \tag{3.8.3}$$

Числитель и знаменатель правой части равенства (3.8.3) разделим на интервал $\Delta t'$:

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\frac{\Delta x'}{\Delta t'} + v}{1 + \frac{v}{c^2}\frac{\Delta x'}{\Delta t'}}. \tag{3.8.4}$$

В выражении (3.8.4) $\frac{\Delta x}{\Delta t} = v_{x2}$ — не что иное, как скорость тела в системе отсчёта K, а $\frac{\Delta x'}{\Delta t'} = v_{x1}$ — скорость того же тела в системе отсчёта K'. Следовательно, выражение (3.8.4) пред-

ставляет собой *релятивистский закон сложения скоростей*:

$$\boxed{\upsilon_{x2} = \frac{\upsilon_{x1} + \upsilon}{1 + \frac{\upsilon_{x1}\upsilon}{c^2}}.} \qquad (3.8.5)$$

Если $\upsilon \ll c$ и $\upsilon_{x1} \ll c$, то членом $\frac{\upsilon_{x1}\upsilon}{c^2}$ в знаменателе можно пренебречь и вместо (3.8.5) получим классический закон сложения скоростей:

$$\upsilon_{x2} = \upsilon_{x1} + \upsilon.$$

При $\upsilon_{x1} = c$ скорость υ_{x2} также равна c, как этого требует второй постулат теории относительности. Действительно,

$$\upsilon_{x2} = \frac{c + \upsilon}{1 + \frac{c\upsilon}{c^2}} = c.$$

Замечательным свойством релятивистского закона сложения скоростей является то, что при любых скоростях υ_{x1} и υ (конечно, не бóльших c) результирующая скорость υ_{x2} не превышает c. В предельном случае при $\upsilon_{x1} = \upsilon = c$ получаем

$$\upsilon_{x2} = \frac{2c}{2} = c.$$

Скорости $\upsilon > c$ невозможны. **Скорость света является максимально возможной скоростью передачи взаимодействий в природе.**

Опыт Физо

С помощью релятивистского закона сложения скоростей можно очень просто объяснить результат опыта Физо по частичному увлечению света движущейся прозрачной средой, например водой. Опыт Физо показал, что если прозрачная среда с показателем преломления n движется со скоростью $\vec{\upsilon}$, то скорость световой волны, направленной по скорости $\vec{\upsilon}$, оказывается равной

$$\upsilon_{x2} = \frac{c}{n} + k\upsilon, \qquad (3.8.6)$$

где $k = 1 - \frac{1}{n^2}$ — так называемый *коэффициент увлечения Физо*.

Если скорость света относительно воды равна $\upsilon_{x1} = \frac{c}{n}$, а скорость самой воды относительно лабораторной системы отсчёта равна υ, то скорость света в лабораторной системе отсчёта, согласно уравнению (3.8.5), равна:

$$\upsilon_{x2} = \frac{\frac{c}{n} + \upsilon}{1 + \frac{\upsilon c}{c^2 n}} = \frac{\left(\frac{c}{n} + \upsilon\right)\left(1 - \frac{\upsilon}{cn}\right)}{\left(1 + \frac{\upsilon}{c}\cdot\frac{1}{n}\right)\left(1 - \frac{\upsilon}{c}\cdot\frac{1}{n}\right)} = \frac{\frac{c}{n} + \upsilon - \frac{\upsilon}{n^2} - \frac{\upsilon^2}{cn}}{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}\cdot\frac{1}{n^2}}.$$

Пренебрегая малыми членами $\frac{\upsilon^2}{cn}$ и $\frac{\upsilon^2}{c^2 n^2}$ (членами второго порядка малости) по сравнению с остальными, получим

$$\upsilon_{x2} \approx \frac{c}{n} + \upsilon\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \frac{c}{n} + k\upsilon. \qquad (3.8.7)$$

Это и есть результат, полученный экспериментально Физо.

? **1.** Если $\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}} = 0{,}1$, то мюон проходит относительно Земли путь 6600 м вместо 660 м. Как объяснить этот результат с точки зрения системы отсчёта, связанной с мюоном?

2.° Могут ли с точки зрения теории относительности существовать абсолютно твёрдые тела?

3.° Может ли электрон в какой-либо среде двигаться со скоростью, превышающей скорость света в данной среде?

§ 3.9. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДИНАМИКА. ЗАВИСИМОСТЬ МАССЫ ОТ СКОРОСТИ

С новыми пространственно-временны́ми представлениями не согласуются при больших скоростях движения законы механики Ньютона. Лишь при малых скоростях движения, когда справедливы классические представления о пространстве и времени, второй закон Ньютона

$$m\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \vec{F} \qquad (3.9.1)$$

не меняет своей формы при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой (выполняется прин-

цип относительности). Но при больших скоростях движения этот закон в своей обычной (классической) форме несправедлив.

Согласно второму закону Ньютона (3.9.1), постоянная сила, действуя на тело продолжительное время, может сообщить телу сколь угодно большую скорость. Но в действительности скорость света в вакууме является предельной, и ни при каких условиях тело не может двигаться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Требуется совсем небольшое изменение уравнения движения тел, чтобы это уравнение было верным при больших скоростях движения. Предварительно перейдём к той форме записи второго закона динамики, которой пользовался сам Ньютон:

$$\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}, \qquad (3.9.2)$$

где $\vec{p} = m\vec{v}$ — импульс тела. В этом уравнении масса тела считалась постоянной, независимой от скорости.

Поразительно, что при больших скоростях движения, близких к скорости света, уравнение движения (3.9.2) не меняет своей формы. Изменения касаются лишь массы. Именно при больших скоростях движения масса не остаётся постоянной, а начинает возрастать по мере приближения скорости движения тела к скорости света c. Считавшаяся со времён Ньютона на протяжении двух с половиной веков неизменной, масса в действительности зависит от скорости.

Зависимость массы от скорости можно найти, исходя из предположения, что закон сохранения импульса справедлив и при новых представлениях о пространстве и времени, и в частности при релятивистском законе сложения скоростей.

Зависимость массы от скорости. Релятивистский импульс

Покажем вначале, что если импульс $\vec{p} = m\vec{v}$ и $m = \text{const}$, то закон сохранения импульса не согласуется с релятивистским законом сложения скоростей.

Рассмотрим два одинаковых шара, движущихся вдоль оси X навстречу друг другу. Скорости шаров равны по моду-

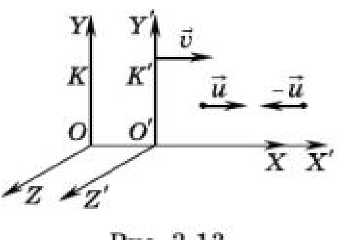


Рис. 3.13

лю и противоположны по направлению: $\vec{v}_1 = \vec{u}$ и $\vec{v}_2 = -\vec{u}$ (рис. 3.13). Между шарами происходит абсолютно неупругое соударение, после которого в системе отсчёта K они останавливаются.

Как выглядит этот процесс с точки зрения системы K', относительно которой система K движется со скоростью $-\vec{v}$? Согласно релятивистскому закону сложения скоростей (3.8.5), скорость первого шара до удара равна:

$$u_1' = \frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}}, \qquad (3.9.3)$$

а второго*:

$$u_2' = \frac{-u - v}{1 + \frac{uv}{c^2}}. \qquad (3.9.4)$$

Начальный импульс системы шаров до удара равен:

$$p_{н} = m\frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}} - m\frac{u + v}{1 + \frac{uv}{c^2}}, \qquad (3.9.5)$$

где m — масса одного шара.

После удара шары движутся вместе со скоростью $-\vec{v}$, так как в системе K они покоятся. Конечный импульс шаров

$$p_{к} = -2m\vec{v}. \qquad (3.9.6)$$

Совершенно очевидно, что $p_{н} \neq p_{к}$, хотя равенства импульсов требует закон сохранения импульса.

При исследовании более сложного случая упругого соударения шаров, когда скорости их меняются как по модулю, так и по направлению, можно непосредственно найти, каким образом должна зависеть масса от скорости, чтобы закон сохранения импульса выполнялся в любой системе отсчёта. Мы пойдём по более простому пути. Покажем, что закон со-

---

* Уравнения записаны для проекций скоростей на оси X, X'.

хранения импульса при неупругом соударении, о котором шла речь, выполняется, если масса следующим образом зависит от скорости:

$$\boxed{m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.} \qquad (3.9.7)$$

Здесь v — скорость тела по отношению к определённой системе отсчёта, а m_0 — *масса покоя*, т. е. значение массы в системе координат, по отношению к которой тело покоится.

Массу первого шара до соударения в системе отсчёта K' можно найти, если в формулу (3.9.7) вместо скорости v подставить скорость u_1' [см. формулу (3.9.3)]:

$$m_1 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{(u-v)^2}{c^2\left(1 - \frac{uv}{c^2}\right)^2}}} = \frac{m_0 c\left(1 - \frac{uv}{c^2}\right)}{\sqrt{c^2 - u^2 - v^2 + \frac{u^2v^2}{c^2}}} \qquad (3.9.8)$$

(здесь, напомним, v — скорость систем отсчёта K и K' друг относительно друга). Масса второго шара до соударения равна:

$$m_2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{(u+v)^2}{c^2\left(1 + \frac{uv}{c^2}\right)^2}}} = \frac{m_0 c\left(1 + \frac{uv}{c^2}\right)}{\sqrt{c^2 - u^2 - v^2 + \frac{u^2v^2}{c^2}}}. \qquad (3.9.9)$$

Если допустить, что в релятивистской теории масса сохраняется (впоследствии мы увидим, что сохранение массы вытекает из сохранения энергии), то закон сохранения импульса в системе K' запишется так:

$$m_1 \frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}} + m_2 \frac{-u - v}{1 + \frac{uv}{c^2}} = (m_1 + m_2)(-v). \qquad (3.9.10)$$

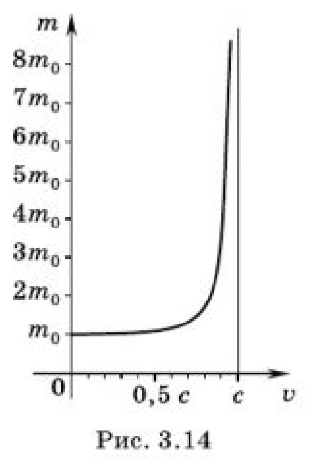


Рис. 3.14

Подставив в это уравнение массы m_1 и m_2, определяемые выражениями (3.9.8) и (3.9.9), мы убедимся, что уравнение (3.9.10) выполняется.

Закон сохранения импульса имеет место, если под импульсом понимать выражение

$$\vec{p} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m\vec{v}, \quad (3.9.11)$$

где m — релятивистская масса (3.9.7), зависящая от скорости*.

На рисунке 3.14 представлена зависимость массы тела от его скорости.

При скоростях движения, много меньших скорости света, выражение $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ чрезвычайно мало отличается от единицы. Так, при скорости современной космической ракеты $v = 10$ км/с получаем

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0{,}9999999944.$$

Неудивительно поэтому, что заметить увеличение массы с ростом скорости при таких сравнительно небольших скоростях движения невозможно. Но элементарные частицы в современных ускорителях частиц достигают огромных скоростей. Если скорость частицы на 90 км/с меньше скорости света, то её масса увеличивается в 40 раз. Мощные ускорители для электронов способны разгонять эти частицы до скоростей, которые меньше скорости света лишь на 35—40 м/с. При этом масса электрона возрастает примерно в 2000 раз и превосходит массу покоя протона. Чтобы такой электрон удерживался на круговой орбите, на него со стороны магнитного поля должна действовать сила, в 2000 раз большая, чем можно было бы предполагать, не учитывая зависимости массы от скорости. Для расчёта траекторий быстрых частиц пользоваться механикой Ньютона уже нельзя.

---

*Отметим, что в современной физике высоких энергий предпочитают не вводить понятие релятивистской массы и говорить только о массе покоя. При этом формула (3.9.11) для релятивистского импульса остаётся той же. Мы не считаем целесообразным пользоваться новой терминологией.

§ 3.10. СИНХРОФАЗОТРОН

В электродинамике вы познакомились с одним из типов ускорителей элементарных частиц — *циклотроном*. Принцип его действия основан на том, что время обращения заряженной частицы в магнитном поле по окружности не зависит от радиуса R окружности (или скорости частицы v). Оно определяется массой частицы, её зарядом и индукцией магнитного поля, в котором частица движется.

Но это справедливо лишь при $v \ll c$. При больших же значениях v масса зависит от скорости и время обращения частицы перестаёт быть постоянным. Циклотрон поэтому не способен разгонять частицы до больших скоростей и, следовательно, до больших энергий.

В современных мощных ускорителях — *синхрофазотронах* — используется тот же, что и в циклотроне, принцип многократного прохождения заряженных частиц (чаще всего протонов) через ускоряющие промежутки, в которых сосредоточено сильное переменное электрическое поле.

Синхрофазотрон имеет форму кольца больших размеров. Частицы движутся в вакуумной камере, расположенной внутри системы электромагнитов. Траектория каждой частицы состоит из отдельных коротких прямолинейных участков и дуг окружности (рис. 3.15). Часть прямолинейных участков используется для размещения электродов, между которыми создаётся ускоряющее электрическое поле. На других прямолинейных участках располагаются приборы для ввода в ускоритель заряженных частиц и вывода из него пучков частиц, разогнанных до релятивистских скоростей.

Так как каждое прохождение частицей, например протоном, ускоряющего промежутка увеличивает её скорость (следовательно, и массу), магнитное поле, искривляющее траекторию частицы, не должно оставаться постоянным. Для сохранения радиуса кривизны траектории неизменным магнитное поле должно по мере разгона частиц нарастать. Одновременно (синхронно) с изменением магнитного поля должно строго определённым образом меняться и переменное электрическое поле в ускоряющих промежутках. Чтобы движущийся со



Рис. 3.15

всё большей и большей скоростью протон подходил к ускоряющему промежутку в момент, когда электрическое поле направлено вдоль его скорости, частота изменения электрического поля должна по мере разгона также расти. Необходимое согласование между ростом магнитного поля и увеличением частоты рассчитывается с помощью релятивистской динамики. Синхрофазотрон — релятивистский прибор.

Крупнейшим ускорителем в нашей стране является в настоящее время синхрофазотрон, построенный вблизи г. Серпухова. Общая масса его магнитов составляет 20 000 т. На длине одного оборота (около 1,5 км) ускоряемые протоны проходят суммарную разность потенциалов в 350 000 В и приобретают соответственно энергию 350 000 эВ*. За весь цикл ускорения протоны приобретают энергию свыше 70 ГэВ.

§ 3.11. СВЯЗЬ МЕЖДУ МАССОЙ И ЭНЕРГИЕЙ

Перейдём теперь к важнейшему следствию теории относительности, играющему одну из самых главных ролей в ядерной физике и физике элементарных частиц. Речь пойдёт об универсальной связи между энергией и массой.

Связь между энергией и массой неизбежно следует из закона сохранения энергии и того факта, что масса тела зависит от скорости его движения. Это видно из простого примера. При нагревании газа в сосуде ему сообщается определённая энергия. Скорость хаотического теплового движения молекул зависит от температуры и увеличивается с нагреванием газа. Увеличение скорости движения молекул, согласно формуле (3.9.7), означает увеличение массы всех молекул. Следовательно, масса газа в сосуде увеличивается при увеличении его внутренней энергии. Между массой газа и его энергией существует связь.

Связь между массой и энергией при медленных движениях

Проще всего установить связь массы с энергией количественно на примере движения тела со скоростью v, значительно меньшей скорости света c. Для этого найдём при-

---

*Электрон-вольт (эВ) — внесистемная единица энергии, широко применяемая в ядерной физике: 1 эВ = $1{,}60207 \cdot 10^{-19}$ Дж. Электрон приобретает энергию 1 эВ, пройдя разность потенциалов 1 В.

ближённое выражение для зависимости массы от скорости при $v \ll c$. Знаменатель в формуле (3.9.7) можно записать так:

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=\sqrt{\left(1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right)^2-\frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}}.$$

Пренебрегая малой величиной $\frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}$, получим:

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\approx 1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}.$$

Поэтому

$$m\approx\frac{m_0}{1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}}.$$

Умножая числитель и знаменатель на $1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$ и снова пренебрегая членом $\frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}$, приходим к приближённой формуле

$$m=m_0+\frac{1}{2}m_0v^2\frac{1}{c^2}. \qquad (3.11.1)$$

Отсюда следует, что изменение массы тела $\Delta m = m - m_0$ при увеличении его кинетической энергии на $\Delta E=\frac{1}{2}m_0v^2$ выражается так:

$$\Delta m=\frac{\Delta E}{c^2}.$$

Это значит, что **приращение массы тела при увеличении его скорости равно сообщённой ему кинетической энергии, делённой на квадрат скорости света.**

Формула Эйнштейна

Данный вывод можно обобщить на случай любых скоростей движения. Для этого придётся проявить умение дифференцировать не очень простые функции.

Вычислим работу в единицу времени силы $\vec{F}$ (т. е. мощность), используя релятивистское уравнение движения (3.9.12):

$$\vec{F}\cdot\vec{v} = (m\vec{v})'\cdot\vec{v} = m_0\vec{v}\cdot\left(\frac{\vec{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right)' =$$

$$= m_0\vec{v}\cdot\left\{\frac{\vec{v}'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + \frac{\frac{(\vec{v})^2}{c^2}\vec{v}'}{\left(1-\frac{(\vec{v})^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}\right\} = \frac{m_0\vec{v}\cdot\vec{v}'}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}. \quad (3.11.2)$$

Здесь учтено, что $(\vec{v})^2 = v^2$; $\vec{v}'$ означает производную скорости по времени.

Теперь продифференцируем по времени выражение $\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{(\vec{v})^2}{c^2}}}$ (физический смысл этого выражения установим немного позднее):

$$\left(\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{(\vec{v})^2}{c^2}}}\right)' = \frac{m_0\vec{v}\cdot\vec{v}'}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}. \quad (3.11.3)$$

Правые части уравнений (3.11.3) и (3.11.2) совпадают, поэтому

$$\vec{F}\cdot\vec{v} = \left(\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right)'. \quad (3.11.4)$$

Из закона сохранения энергии следует, что работа, совершаемая над телом силой $\vec{F}$ на перемещении $\Delta\vec{r}$, равна приращению энергии тела: $\vec{F}\cdot\Delta\vec{r} = \Delta E$. Разделив правую и левую части этого равенства на Δt и устремив Δt к нулю, получим:

$$\vec{F}\cdot\vec{v} = E', \quad (3.11.5)$$

где E' — производная энергии по времени.

Левые части равенств (3.11.4) и (3.11.5) совпадают, поэтому

$$E' = \left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)'. \qquad (3.11.6)$$

Из (3.11.6) следует, что $E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \text{const}.$

Эйнштейн положил константу равной нулю, получив для энергии выражение:

$$\boxed{E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.} \qquad (3.11.7)$$

Это и есть великая формула Эйнштейна для связи между энергией и массой. **Энергия тела равна массе, умноженной на квадрат скорости света.** Во всей физике найдётся лишь две-три столь же простые универсальные формулы, связывающие фундаментальные физические величины.

Полученное нами выражение (3.11.7) обобщается в теории относительности на случай системы любых тел: энергия системы тел равна массе системы, умноженной на квадрат скорости света.

Связь изменения массы с изменением энергии

Если изменяется энергия системы, то изменяется и её масса:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}. \qquad (3.11.8)$$

При химических реакциях или при нагревании тел в обычных условиях изменения энергии настолько малы, что соответствующие изменения массы не удаётся обнаружить на опыте. Горячий чайник имеет бо́льшую массу, чем холодный; но даже с помощью самых чувствительных весов эта разность не может быть обнаружена. Лишь при превращениях атомных ядер и элементарных частиц изменения энергии оказываются настолько большими, что и связанное с ними изменение массы уже заметно.

При взрыве водородной бомбы выделяется огромная энергия — около 10^{17} Дж. Эта энергия превышает выработку электроэнергии на всём земном шаре за несколько дней. Выделяющаяся энергия уносится вместе с излучением. Излучение обладает наряду с энергией также и массой, которая составляет приблизительно 0,1% от массы исходных материалов.

Энергия покоя

При малых скоростях движения тела ($v \ll c$) формулу (3.11.7) можно записать так*:

$$E \approx m_0c^2 + \frac{m_0v^2}{2}. \qquad (3.11.9)$$

Здесь второй член — это обычная кинетическая энергия тела. Наибольший интерес и новизну представляет собой первый член: он определяет энергию тела при скорости, равной нулю, — так называемую *энергию покоя* E_0:

$$E_0 = m_0c^2. \qquad (3.11.10)$$

Это замечательный результат. **Любое тело обладает энергией уже только благодаря факту своего существования, и эта энергия пропорциональна массе покоя m_0.** Самым очевидным экспериментальным доказательством существования энергии покоя является тот факт, что при превращениях элементарных частиц, обладающих массой покоя, в частицы, у которых $m_0 = 0$, энергия покоя целиком превращается в кинетическую энергию вновь образовавшихся частиц.

Релятивистское соотношение между энергией и импульсом

Энергия $E = mc^2$ — это энергия тела или системы тел. Её можно рассматривать как сумму энергии покоя и релятивистской кинетической энергии. Релятивистская кинетическая энергия равна:

$$E_{kр} = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0c^2. \qquad (3.11.11)$$

---

* При этом мы пользуемся приближённым выражением для массы (3.11.1).

В энергию, определяемую формулой Эйнштейна (3.11.7), не входит энергия взаимодействия системы с внешними телами.

Найдём релятивистское соотношение между энергией и импульсом, которое очень часто используется в физике элементарных частиц. В классической физике эта связь очень проста:

$$E = \frac{p^2}{2m}. \qquad (3.11.12)$$

Релятивистское соотношение можно найти из выражений для энергии (3.11.7) и релятивистского импульса (3.9.11). Для этого из этих выражений нужно исключить скорость. Возводя в квадрат обе части уравнения (3.11.7), получим

$$m_0^2 c^4 = E^2 - \frac{E^2 v^2}{c^2}. \qquad (3.11.13)$$

Затем возведём почленно в квадрат уравнение (3.9.11) и найдём из него квадрат скорости:

$$v^2 = \frac{p^2}{m_0^2 + \frac{p^2}{c^2}}. \qquad (3.11.14)$$

Подставляя выражение для v^2 из (3.11.14) в уравнение (3.11.13), получим окончательный результат:

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}. \qquad (3.11.15)$$

? 1. Существует ли взаимосвязь между преобразованиями Галилея и Лоренца?
2. Наблюдали ли вы относительность расстояний, промежутков времени? Ответ аргументируйте.
3. Почему в релятивистской динамике ускорение, сообщаемое телу постоянной силой, не может быть постоянным?
4. Докажите универсальность связи между массой и энергией.
5.° Следует ли учитывать энергию покоя, используя при решении задач классической механики и термодинамики закон сохранения энергии?

§ 3.12. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Для решения задач нужно знать постулаты теории относительности и уметь ими пользоваться. Нужно знать основные кинематические следствия преобразований Лоренца (3.6.3)

и (3.7.3) и релятивистский закон сложения скоростей (3.8.5). Кроме того, надо помнить формулу зависимости массы от скорости (3.9.7) и формулу Эйнштейна $E = mc^2$ для связи массы с энергией.

В некоторых задачах нужно учитывать, что скорость света в вакууме является предельной скоростью передачи сигналов и движения тел.

Задача 1

Имеются «световые часы», устроенные следующим образом. На концах стержня длиной l закреплены два параллельных зеркала. Между зеркалами движется вверх и вниз световой импульс (рис. 3.16). Каждое отражение от нижнего зеркала с помощью особого устройства вызывает очередное тиканье часов. Докажите, что интервалы между двумя тиканьями часов в системах отсчёта, где часы покоятся и движутся, связаны соотношением

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (3.12.1)$$

Решение. Наблюдатель, неподвижный относительно часов, обнаружит, что интервал времени между тиканьями равен

$$\tau_0 = \frac{2l}{c}.$$

Но с точки зрения наблюдателя, относительно которого часы движутся со скоростью $\vec{v}$, интервал времени окажется другим. Будем считать, что стержень перпендикулярен скорости $\vec{v}$. Тогда свет в движущихся часах распространяется

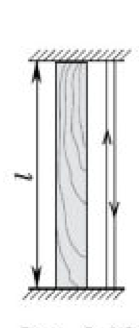


Рис. 3.16

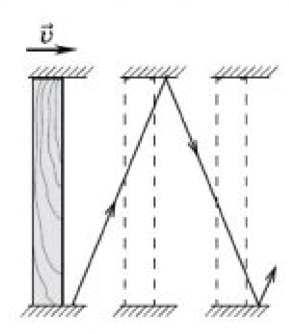


Рис. 3.17

вдоль ломаной линии (рис. 3.17) и проходит между тиканьями часов за время τ путь

$$2\sqrt{l^2 + \left(\frac{\upsilon\tau}{2}\right)^2}.$$

Следовательно,

$$\tau = \frac{2 \cdot \sqrt{l^2 + \left(\frac{\upsilon\tau}{2}\right)^2}}{c}.$$

Решая это уравнение относительно τ и учитывая, что $\frac{2l}{c} = \tau_0$, приходим к формуле (3.12.1).

Задача 2

Используя «световые часы», докажите, что длина движущегося стержня l связана с длиной покоящегося стержня l_0 соотношением

$$l = l_0\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}. \qquad (3.12.2)$$

Решение. Расположим стержень часов параллельно относительной скорости движения системы.

Световой импульс, испущенный с одного конца стержня (A), отразится от зеркала на другом конце стержня (B) и вернётся назад спустя интервал времени τ_0, измеренный по часам, покоящимся в системе отсчёта K' (рис. 3.18). Длина l_0 покоящегося стержня связана с временем τ_0 соотношением

$$c\tau_0 = 2l_0. \qquad (3.12.3)$$

Промежуток времени между этими же событиями (испусканием сигнала из точки A и возвращением его в эту точку после отражения от зеркала B), измеренный по часам, покоящимся в системе K, обозначим через τ. Интервалы τ_0 и τ связаны друг с другом формулой (3.12.1).

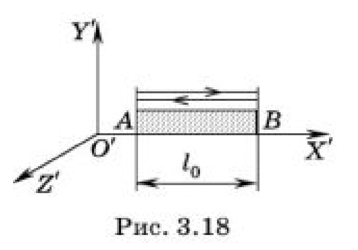


Рис. 3.18

Если τ_1 — время движения светового сигнала от A к B и τ_2 — время движения сигнала в обратном направлении, то

$$\tau = \tau_1 + \tau_2.$$

На рисунке 3.19 показаны положения стержня относительно системы отсчёта K в различные моменты времени: в момент вспышки света (положение AB), спустя время τ_1 (положение A_1B_1) и спустя время $\tau_1 + \tau_2$ (положение A_2B_2). За время τ_1 стержень сместится относительно системы K на расстояние $\upsilon\tau_1$. Путь, проходимый световым импульсом при его движении от A к B, с точки зрения наблюдателя, связанного с системой K, равен $l + \upsilon\tau_1$ (где l — длина движущегося стержня). Поэтому можно записать следующее уравнение:

$$l + \upsilon\tau_1 = c\tau_1.$$

Отсюда

$$\tau_1 = \frac{l}{c - \upsilon}.$$

При движении светового импульса назад от B к A пройденный им путь в системе отсчёта K равен $l - \upsilon\tau_2$, так как за время τ_2 точка A сместится на расстояние $\upsilon\tau_2$ навстречу световому импульсу. Поэтому

$$l - \upsilon\tau_2 = c\tau_2.$$

Отсюда

$$\tau_2 = \frac{l}{c + \upsilon}.$$

Полное время движения светового импульса по часам системы отсчёта K равно:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = \frac{2lc}{c^2 - \upsilon^2} = \frac{2l}{c}\frac{1}{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}. \qquad (3.12.4)$$

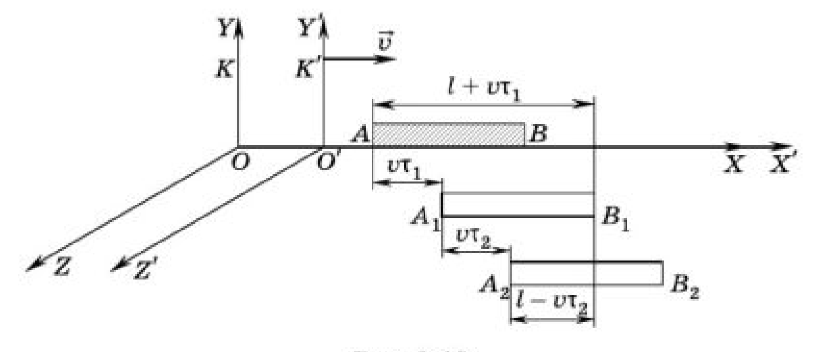


Рис. 3.19

Согласно же формулам (3.12.1) и (3.12.3)

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2l_0}{c}\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (3.12.5)$$

Приравнивая выражения (3.12.4) и (3.12.5), мы получим соотношение (3.12.2) между длинами неподвижного и движущегося стержней.

Задача 3

Мощность излучения Солнца, приходящаяся на поверхность площадью 1 м^2, расположенную перпендикулярно солнечным лучам у поверхности Земли, составляет $1{,}4 \cdot 10^3$ Вт/м^2. Какую массу m теряет Солнце за 1 с за счёт излучения? Расстояние от Солнца до Земли $R \approx 1{,}5 \cdot 10^8$ км.

Решение. Энергия, излучаемая Солнцем за 1 с, определяется формулой

$$\Delta E = 4\pi R^2 Pt,$$

где $P = 1{,}4 \cdot 10^3$ Вт/м^2, $t = 1$ с. Теряемая Солнцем в секунду масса равна:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{4\pi R^2 Pt}{c^2} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ кг}.$$

Задача 4

Электрон ускоряется в электрическом поле с напряжённостью $E = 3 \cdot 10^7$ В/м. Найдите скорость электрона спустя время $t = 1$ нс.

Решение. Заранее нам неизвестно, насколько скорость электрона будет близка к скорости света. Поэтому воспользуемся релятивистским уравнением движения (3.9.12). В дальнейшем увидим, насколько существенными окажутся релятивистские поправки.

При условии $v(0) = 0$ и $\vec{F} = \text{const}$ уравнение (3.9.12) приводит к выражению

$$\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = Ft.$$

Введя обозначение $a = \frac{F}{m_0} = \frac{eE}{m_0}$, получим

$$a = \frac{v}{t\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Отсюда

$$v = \frac{at}{\sqrt{1 + \frac{a^2t^2}{c^2}}}.$$

В нашем случае $a \approx 5{,}3 \cdot 10^{17}$ м/с^2 и $\frac{at}{c} \approx 1{,}76$. Следовательно, учёт релятивистской поправки $\frac{a^2t^2}{c^2}$ необходим. С учётом релятивистской поправки $v \approx 2{,}6 \cdot 10^8$ м/с.

Упражнение 6

1. Космонавт находится в неосвещённом отсеке космического корабля, движущегося относительно Земли со скоростью, близкой к скорости света c. На небольшом расстоянии от космонавта расположено зеркало так, что линия, соединяющая космонавта и зеркало, параллельна скорости корабля. Увидит ли космонавт своё изображение в зеркале после включения источника света, расположенного рядом с космонавтом?
2. Две скрещенных под малым углом α линейки движутся со скоростями $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$, близкими по модулю к скорости света (рис. 3.20). При малом угле α скорость точки пересечения линеек может быть больше скорости света. Не противоречит ли это теории относительности?

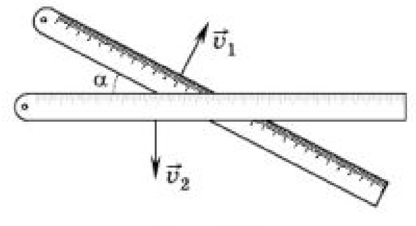


Рис. 3.20

3. Определите максимально возможную плотность электрического тока в полностью ионизированной водородной плазме с электронной концентрацией n.

4. Найдите расстояние l между двумя точками, в которых происходят два события в системе отсчёта K, если в системе отсчёта K' эти события произошли в одной точке с интервалом времени τ_0. Относительная скорость движения систем υ.

5. Во сколько раз изменяется плотность тела при его движении со скоростью $0{,}8c$?

6. Два электрона движутся вдоль одной прямой со скоростями $\upsilon_1 = 0{,}9c$ и $\upsilon_2 = 0{,}8c$ относительно некоторой системы отсчёта. Какова относительная скорость электронов при их движении: а) в одном направлении; б) в противоположных направлениях?

7. Две частицы движутся друг относительно друга со скоростью u. Чему равен модуль υ скорости частиц в системе отсчёта, относительно которой частицы движутся в противоположные стороны с одинаковыми по модулю скоростями?

8. Какова скорость электрона, если его масса превышает массу покоя в 40 000 раз?

9. Масса воды равна 1 кг. На сколько увеличится эта масса при нагревании воды на 50 °С?

10. Определите время жизни τ мюона с энергией $E = 10^9$ эВ (в лабораторной системе отсчёта). Время жизни покоящегося мюона $\tau_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с; масса покоя мюона $m_\mu = 206{,}7m_e$, где m_e — масса покоя электрона.

11. Найдите кинетическую энергию электрона, движущегося со скоростью $\upsilon = 0{,}8c$. Энергия покоя электрона $E_0 = m_0c^2 = 0{,}511$ МэВ.

12. Какую ускоряющую разность потенциалов должен пройти первоначально покоившийся электрон, чтобы приобрести скорость $\upsilon = 0{,}9c$?

13. Частица с массой покоя m_0 сближается с другой частицей, имеющей такую же массу покоя. Каждая частица движется со скоростью $0{,}75c$. Определите релятивистскую массу одной частицы в системе отсчёта, связанной с другой частицей.

1. Каким образом осуществляется развитие физической науки? Проведите обоснование на основе появления специальной теории относительности.
2. Представьте в виде схемы взаимосвязь между следующими понятиями: «постулат», «аксиома», «теорема». Представьте в виде таблицы примеры постулатов, аксиом и теорем из физики, математики, геометрии, биологии, химии, а также из области гуманитарных наук.
3. Напишите реферат на тему «Принцип относительности: от Галилея до Эйнштейна».
4. Подготовьте аналитический обзор «От циклотрона до современных ускорителей заряженных частиц».
5. Подготовьте дискуссию «А. Эйнштейн: физик-экспериментатор или физик-теоретик».

Глава 4

ИЗЛУЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ

До сих пор мы рассматривали распространение световых волн. Теперь познакомимся с излучением света телами.

§ 4.1. ВИДЫ ИЗЛУЧЕНИЙ. ИСТОЧНИКИ СВЕТА

С источниками света вы знакомились ранее. Сейчас мы можем не только перечислить источники, но и рассказать, на каких физических принципах основано их действие и какие виды излучений они создают.

Свет — это электромагнитные волны с длиной волны $4 \cdot 10^{-7}$—$8 \cdot 10^{-7}$ м. Электромагнитные волны излучаются при ускоренном движении заряженных частиц. Эти заряженные частицы входят в состав атомов, из которых состоит вещество. Но, не зная, как устроен атом, ничего достоверного о механизме излучения сказать нельзя. Ясно лишь, что внутри атома нет света так же, как в струне рояля нет звука. Подобно струне, начинающей звучать лишь после удара молоточка, атомы рождают свет только после их возбуждения.

Для того чтобы атом начал излучать, ему необходимо передать определённую энергию. Излучая, атом теряет полученную энергию, и для непрерывного свечения вещества необходим приток энергии к его атомам извне.

Хемилюминесценция

При некоторых химических реакциях, идущих с выделением энергии, часть этой энергии непосредственно расходуется на излучение света. Источник света остаётся холодным (он имеет температуру окружающей среды). Это явление называется *хемилюминесценцией*. Почти каждый из вас, вероятно, знаком с ним. Летом в лесу можно ночью увидеть насекомое — светлячка. На теле у него «горит» маленький зелёный «фонарик». Вы не обожжёте пальцев, поймав светлячка. Светящееся пятнышко на спинке светлячка имеет почти ту же температуру, что и окружающий воздух. Свойством светиться обладают и другие живые организмы: бактерии, насекомые, многие рыбы, обитающие на большой глубине. Часто светятся в темноте кусочки гниющего дерева.

Фотолюминесценция

Падающий на вещество свет частично отражается, а частично поглощается. Энергия поглощаемого света в большинстве случаев вызывает лишь нагревание тел. Однако некоторые тела сами начинают светиться непосредственно под действием падающего на них излучения. Это и есть *фотолюминесценция*. Свет возбуждает атомы вещества (увеличивает их внутреннюю энергию), и после этого они высвечиваются сами. Например, светящиеся краски, которыми покрывают многие ёлочные игрушки, излучают свет после их облучения.

Излучаемый при фотолюминесценции свет имеет, как правило, бо́льшую длину волны, чем свет, возбуждающий свечение. Это можно наблюдать экспериментально. Если направить на сосуд с флюоресцеином (органический краситель) световой пучок, пропущенный через фиолетовый светофильтр, то эта жидкость начинает светиться зелёно-жёлтым светом, т. е. светом большей длины волны, чем у фиолетового света.

Явление фотолюминесценции широко используется в лампах дневного света. Русский физик Сергей Иванович Вавилов (1891—1951) предложил покрывать внутреннюю поверхность разрядной трубки веществами, способными ярко светиться под действием коротковолнового излучения газового разряда. Лампы дневного света примерно в три-четыре раза экономичнее обычных ламп накаливания.



? При каких условиях атом излучает свет?

§ 4.2. СПЕКТРЫ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Расскажем о том, как исследуются излучения различных источников.

Распределение энергии в спектре

Ни один из источников не даёт монохроматического света, т. е. света строго определённой длины волны. В этом нас убеждают опыты по разложению света в спектр с помощью призмы, а также опыты по интерференции и дифракции.

Энергия, которую несёт с собой свет от источника, определённым образом распределена по волнам всех длин, входящих в состав светового пучка. Можно также сказать, что энергия распределена по частотам, так как между длиной волны и частотой существует простая связь:

$$\lambda\nu = c.$$

Плотность потока электромагнитного излучения или интенсивность $I = \frac{W}{S\Delta t}$ *определяется энергией, приходящейся на все частоты.* Для характеристики распределения излучения по частотам нужно ввести новую величину: интенсивность, приходящуюся на единичный интервал частот. Эту величину называют **спектральной плотностью интенсивности излучения**. Обозначим её через $I(\nu)$. Тогда интенсивность излучения, приходящаяся на небольшой спектральный интервал $\Delta\nu$, равна $I(\nu)\Delta\nu$. Суммируя подобные выражения по всем частотам спектра, мы получим плотность потока излучения I.

Спектральную плотность потока излучения можно найти экспериментально. Для этого надо с помощью призмы получить спектр излучения, например электрической дуги, и измерить плотность потока излучения, приходящегося на небольшие спектральные интервалы шириной $\Delta\nu$.

Полагаться на глаз при оценке (даже приблизительной) распределения энергии нельзя. Глаз обладает избирательной чувствительностью к свету: максимум его чувствительности лежит в жёлто-зелёной области спектра (см. § 1.3). Лучше всего воспользоваться свойством очень чёрного тела почти полностью поглощать свет всех длин волн. При этом энергия излучения (т. е. света) вызывает нагревание тела. Поэтому

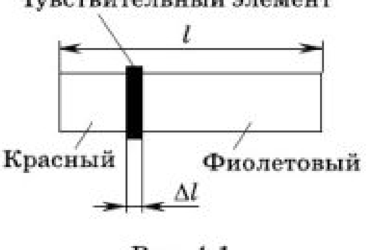


Рис. 4.1

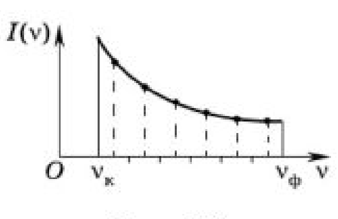


Рис. 4.2

достаточно измерить температуру тела и по ней судить о количестве поглощённой в единицу времени энергии.

Обычный термометр имеет слишком малую чувствительность для того, чтобы его можно было с успехом использовать в таких опытах. Нужны более чувствительные приборы для измерения температуры. Можно взять электрический термометр сопротивления, в котором чувствительный элемент выполнен в виде тонкой металлической пластины. Эту пластину надо покрыть тонким слоем сажи, почти полностью поглощающей свет любой длины волны.

Чувствительную к нагреванию пластину прибора следует поместить в то или иное место спектра (рис. 4.1). Всему видимому спектру длиной l от красных лучей до фиолетовых соответствует интервал частот от $\nu_к$ до $\nu_ф$. Ширине же Δl чёрной пластины соответствует малый интервал $\Delta\nu$. По нагреванию чёрной пластины прибора можно судить о плотности потока излучения, приходящегося на интервал частот $\Delta\nu$. Перемещая пластину вдоль спектра, мы обнаружим, что бóльшая часть энергии приходится на красную часть спектра, а не на жёлто-зелёную, как кажется на глаз.

По результатам этих опытов можно построить кривую зависимости спектральной плотности излучения от частоты. Эта величина определяется по температуре пластины, а частоту нетрудно найти, если используемый для разложения света прибор проградуирован, т. е. если известно, какой частоте соответствует данный участок спектра.

Откладывая по оси абсцисс значения частот, соответствующих серединам интервалов $\Delta\nu$, а по оси ординат спектральную плотность интенсивности излучения, мы получим ряд точек, через которые можно провести плавную кривую (рис. 4.2). Эта кривая даёт наглядное представление о распределении энергии в видимой части спектра электрической дуги.

Спектральные приборы

Для точного исследования спектров такие простые приспособления, как узкая щель, ограничивающая световой пучок, и призма, уже недостаточны. Более совершенное устройство с применением призмы и одной линзы (см. рис. 2.4), предложенное Ньютоном, также не вполне удовлетворительно. Необходимы приборы, дающие чёткий спектр, т. е. приборы, хорошо разделяющие волны различной длины и не допускающие (или почти не допускающие) перекрытия отдельных участков спектра. Такие приборы называют *спектральными аппаратами*. Чаще всего основной частью спектрального аппарата является призма или дифракционная решётка.

Рассмотрим схему устройства призменного спектрального аппарата (рис. 4.3). Исследуемое излучение поступает вначале в часть прибора, называемую *коллиматором*. Коллиматор представляет собой трубу, на одном конце которой имеется ширма с узкой щелью, а на другом — собирающая линза L_1. Щель находится в фокальной плоскости линзы. Поэтому расходящийся световой пучок, попадающий на линзу из щели, выходит из неё параллельным пучком и падает на призму P.

Так как разным частотам соответствуют различные показатели преломления, то из призмы выходят параллельные пучки, не совпадающие по направлению. Они падают на линзу L_2. В фокальной плоскости этой линзы располагается экран — матовое стекло или фотопластинка. Линза L_2 фокусирует параллельные пучки лучей на экране, и вместо одного изображения щели получается целый ряд изображений. Каждой частоте (точнее, узкому спектральному интервалу) соответствует своё изображение. Все эти изображения вместе и образуют спектр.

Описанный прибор называется *спектрографом*. Если вместо второй линзы и экрана используется зрительная труба

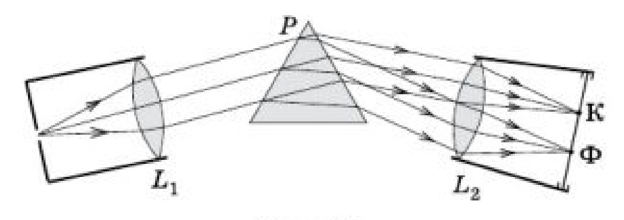


Рис. 4.3

для визуального наблюдения спектров, то прибор называется *спектроскопом*.

Призмы и другие детали спектральных аппаратов не обязательно изготовляются из стекла. Вместо стекла применяются и такие прозрачные материалы, как кварц, каменная соль и др. Дело в том, что стекло, прозрачное для электромагнитных волн видимого спектра, сильно поглощает волны других длин.

§ 4.3. ВИДЫ СПЕКТРОВ

Спектральный состав излучения различных веществ весьма разнообразен. Но, несмотря на это, все спектры, как показывает опыт, можно разделить на три сильно отличающихся друг от друга типа.

Непрерывные спектры

Солнечный спектр или спектр дугового фонаря является непрерывным. Это означает, что в спектре представлены все длины волн. В спектре нет разрывов, и на экране спектрографа можно видеть сплошную разноцветную полосу (рис. III, 1 на форзаце).

Распределение энергии по частотам, т. е. спектральная плотность интенсивности излучения для различных тел, различно. Например, тело с очень чёрной поверхностью излучает электромагнитные волны всех частот, но кривая зависимости спектральной плотности от частоты имеет максимум при определённой частоте ν_{max} (рис. 4.4). Энергия излучения, приходящаяся на очень малые ($\nu \longrightarrow 0$) и очень большие ($\nu \longrightarrow \infty$) частоты, ничтожно мала. При повышении температуры максимум спектральной плотности излучения смещается в сторону коротких волн.

Непрерывные (*или сплошные*) *спектры*, как показывает опыт, *дают тела, находящиеся в твёрдом или жидком состоянии, а также плотные газы.* Для получения непрерывного спектра нужно нагреть тело до высокой температуры.

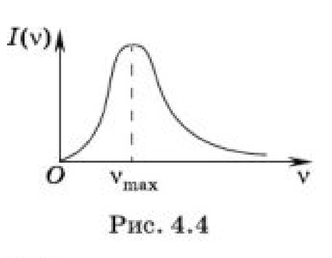


Рис. 4.4

Характер непрерывного спектра и сам факт его существования определяются не только свойствами отдельных излучающих атомов, но

и в сильной степени зависят от взаимодействия атомов друг с другом.

Непрерывный спектр даёт также высокотемпературная плазма. Электромагнитные волны излучаются плазмой в основном при столкновении электронов с ионами.

Линейчатые спектры

Внесём в бледное пламя газовой горелки кусочек асбеста, смоченного раствором обыкновенной поваренной соли. При наблюдении пламени в спектроскоп на фоне едва различимого непрерывного спектра пламени вспыхнет яркая жёлтая линия (рис. III, 2 на форзаце). Эту жёлтую линию дают пары́ натрия, которые образуются при расщеплении молекул поваренной соли в пламени. На рисунке III, 3, 4 форзаца приведены также спектры водорода и гелия. Каждый из них — это частокол цветных линий различной яркости, разделённых широкими тёмными полосами. Такие спектры называются **линейчатыми**. Наличие линейчатого спектра означает, что вещество излучает свет только вполне определённых длин волн (точнее, в определённых, очень узких спектральных интервалах). На рисунке 4.5 вы видите примерное распределение спектральной плотности интенсивности излучения в линейчатом спектре. Каждая линия имеет конечную ширину.

Линейчатые спектры дают все вещества в газообразном атомарном (но не молекулярном) *состоянии*. В этом случае свет излучают атомы, которые практически не взаимодействуют друг с другом. Это самый фундаментальный, основной тип спектров.

Изолированные атомы данного химического элемента излучают волны строго определённой длины.

Обычно для наблюдения линейчатых спектров используют свечение паров вещества в пламени или свечение газового разряда в трубке, наполненной исследуемым газом.

При увеличении плотности атомарного газа отдельные спектральные линии расширяются, и, наконец, при очень большой плотности газа, когда взаимодействие атомов становится существенным, эти линии перекрывают друг друга, образуя непрерывный спектр.

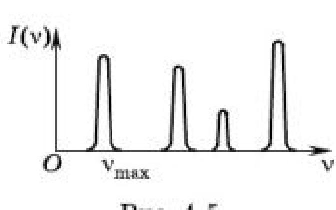


Рис. 4.5

Полосатые спектры

Полосатый спектр состоит из отдельных полос, разделённых тёмными промежутками. С помощью очень хорошего спектрального аппарата можно обнаружить, что каждая полоса представляет собой совокупность большого числа очень тесно расположенных линий.

В отличие от линейчатых спектров, полосатые спектры создаются не атомами, а молекулами, не связанными или слабо связанными друг с другом.

Для наблюдения молекулярных спектров, так же как и для наблюдения линейчатых спектров, обычно используют свечение паров в пламени или свечение газового разряда.

Спектры поглощения



Все вещества, атомы которых находятся в возбуждённом состоянии, излучают световые волны, энергия которых определённым образом распределена по длинам волн. Поглощение света веществом также зависит от длины волны. Так, красное стекло пропускает волны, соответствующие красному свету ($\lambda \approx 8 \cdot 10^{-5}$ см), и поглощает все остальные.

Если пропускать белый свет сквозь холодный, неизлучающий газ, то на фоне непрерывного спектра источника появляются тёмные линии (рис. III на форзаце, где изображены спектры поглощения водорода — 5 и гелия — 6). *Газ поглощает наиболее интенсивно свет как раз тех длин волн, которые он испускает в сильно нагретом состоянии.* Тёмные линии на фоне непрерывного спектра — это линии поглощения, образующие в совокупности спектр *поглощения*.

§ 4.4. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Линейчатые спектры играют особо важную роль, потому что их характер прямо связан со строением атома. Ведь эти спектры создаются атомами, не испытывающими внешних воздействий. Поэтому, знакомясь с линейчатыми спектрами, мы тем самым делаем первый шаг к изучению строения атомов. Наблюдая эти спектры, учёные получили возможность «заглянуть» внутрь атома. Здесь оптика вплотную соприкасается с атомной физикой.



Главное свойство линейчатых спектров состоит в том, что *длины волн (или частоты) линейчатого спектра какого-либо вещества зависят только от свойств атомов этого вещества, но совершенно не зависят от способа возбуждения свечения атомов*. Атомы любого химического элемента дают спектр, не похожий на спектры всех других элементов: они способны излучать строго определённый набор длин волн.

На этом основан *спектральный анализ* — метод определения химического состава вещества по его спектру. Подобно отпечаткам пальцев у людей, линейчатые спектры имеют неповторимую индивидуальность. Неповторимость узоров на коже пальцев помогает часто найти преступника. Точно так же благодаря индивидуальности спектров имеется возможность определить химический состав вещества. Метод спектрального анализа был разработан в 1859 г. немецкими учёными Бунзеном (1811—1899) и Кирхгофом (1824—1887). С помощью спектрального анализа можно обнаружить данный элемент в составе сложного вещества, если даже его масса не превышает 10^{-10} г. Это очень чувствительный метод.

Количественный анализ состава вещества по его спектру затруднён, так как яркость спектральных линий зависит не только от массы вещества, но и от способа возбуждения свечения. Так, при не очень высоких температурах многие спектральные линии вообще не появляются. Однако при соблюдении стандартных условий возбуждения свечения можно проводить и количественный анализ.

В настоящее время определены спектры всех атомов и составлены таблицы спектров. С помощью спектрального анализа были открыты многие новые элементы: рубидий, цезий и др. Элементам часто давали названия в соответствии с цветом наиболее интенсивных линий спектра. Рубидий даёт тёмно-красные, рубиновые линии. Слово *цезий* означает «небесно-голубой». Это цвет основных линий спектра цезия.

Именно с помощью спектрального анализа узнали химический состав Солнца и звёзд. Другие методы анализа здесь вообще невозможны. Оказалось, что звёзды состоят из тех же самых химических элементов, которые имеются и на Земле. Любопытно, что гелий первоначально открыли на Солнце и лишь затем нашли в атмосфере Земли. Название

этого элемента напоминает об истории его открытия: слово *гелий* означает в переводе «солнечный».

Благодаря сравнительной простоте и универсальности спектральный анализ является основным методом контроля состава вещества в металлургии, машиностроении, атомной индустрии. С помощью спектрального анализа определяют химический состав руд и минералов.

Состав сложных, главным образом органических, смесей анализируется по их молекулярным спектрам.

Спектральный анализ можно производить не только по спектрам испускания, но и по спектрам поглощения. Именно линии поглощения в спектре Солнца и звёзд позволяют исследовать химический состав этих небесных тел. Ярко светящаяся поверхность Солнца — фотосфера — даёт непрерывный спектр. Солнечная атмосфера поглощает избирательно свет от фотосферы, что приводит к появлению линий поглощения на фоне непрерывного спектра фотосферы (рис. III, 7 на форзаце).

Но и сама атмосфера Солнца излучает свет. Во время солнечных затмений, когда солнечный диск закрыт Луной, происходит «обращение» линий спектра. На месте линий поглощения в солнечном спектре вспыхивают линии излучения.

В астрофизике под спектральным анализом понимают не только определение химического состава звёзд, газовых облаков и т. д., но и нахождение по спектрам многих других физических характеристик этих объектов: температуры, давления, скорости движения, магнитной индукции.

? 1. Поясните смысл фразы: «Спектральный анализ — мост между оптикой и атомной физикой».
2. В каких профессиях требуется умение осуществлять спектральный анализ? Ответ аргументируйте.

§ 4.5. ИНФРАКРАСНОЕ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Видимое излучение (свет) далеко не исчерпывает возможные виды излучений. С видимым излучением соседствует инфракрасное и ультрафиолетовое.

Инфракрасное излучение

Вернёмся к опыту по исследованию распределения энергии в спектре электрической дуги, описанному в § 4.2. При перемещении чёрной пластинки — чувствительного элемента прибора — к красному концу спектра обнаруживается увеличение температуры. Если сдвинуть пластинку за красный конец спектра, где глаз уже не обнаруживает света, то нагревание пластинки оказывается ещё большим. Электромагнитные волны, вызывающие этот нагрев, называются **инфракрасными**. Их испускает любое нагретое тело даже в том случае, когда оно не светится. Например, нагретая печь или батареи отопления в квартире испускают инфракрасные волны, вызывающие заметное нагревание окружающих тел. Поэтому инфракрасные волны часто называют *тепловыми*.

Не воспринимаемые глазом инфракрасные волны имеют длины, превышающие длину волны красного света. Максимум энергии излучения электрической дуги и лампочки накаливания приходится на инфракрасные лучи.

Инфракрасное излучение применяют для сушки лакокрасочных покрытий, овощей, фруктов и т. д. Созданы приборы, в которых не видимое глазом инфракрасное изображение объекта преобразуется в видимое. Изготовляются бинокли и оптические прицелы, позволяющие видеть в темноте.

Ультрафиолетовое излучение

За фиолетовым концом спектра прибор также обнаружит повышение температуры, но, правда, очень незначительное. Следовательно, существуют электромагнитные волны с длиной волны меньшей, чем у фиолетового света. Они называются **ультрафиолетовыми**.

Обнаружить ультрафиолетовое излучение можно с помощью экрана, покрытого люминесцирующим веществом. Экран начинает светиться в той части, на которую приходятся лучи, лежащие за фиолетовой областью спектра.

Ультрафиолетовое излучение отличается высокой химической активностью. Повышенную чувствительность к ультрафиолетовому излучению имеет фотоэмульсия. В этом можно убедиться, спроецировав спектр в затемнённом помещении на фотобумагу. После проявления бумага почернеет за

фиолетовым концом спектра сильнее, чем в области видимого спектра.

Ультрафиолетовые лучи не вызывают зрительных образов, они невидимы. Но действие их на сетчатку глаза и кожу велико и разрушительно. Ультрафиолетовое излучение Солнца недостаточно поглощается верхними слоями атмосферы. Поэтому высоко в горах нельзя оставаться длительное время без одежды и без тёмных стеклянных очков. Стеклянные очки, прозрачные для видимого спектра, защищают глаза от ультрафиолетового излучения, так как стекло сильно поглощает ультрафиолетовые лучи.

Впрочем, в малых дозах ультрафиолетовые лучи производят целебное действие. Умеренное пребывание на солнце полезно, особенно в юном возрасте; ультрафиолетовые лучи способствуют росту и укреплению организма. Кроме прямого действия на ткани кожи (образование защитного пигмента — загара, витамина D_2), ультрафиолетовые лучи оказывают влияние на центральную нервную систему, стимулируя ряд важных жизненных функций в организме.

Ультрафиолетовые лучи оказывают также бактерицидное действие. Они убивают болезнетворные бактерии и используются с этой целью в медицине.

? Каковы способы обнаружения инфракрасного и ультрафиолетового излучения?

§ 4.6. РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ

Может быть, и не все слышали об инфракрасных и ультрафиолетовых лучах, но о существовании рентгеновских лучей, конечно, знают все. Эти замечательные лучи проникают сквозь непрозрачные для обычного света тела.

Степень поглощения рентгеновских лучей пропорциональна плотности вещества. Поэтому с помощью рентгеновских лучей можно получать фотографии внутренних органов человека. На этих фотографиях хорошо различимы кости скелета (рис. 4.6) и места различных перерождений мягких тканей.

В нашей стране раз в год все граждане должны пройти флюорографию. С помощью рентгеновских лучей делается снимок грудной клетки, чтобы выявить начало возможного заболевания до того, как человек начнёт испытывать болезненные ощущения.

Открытие рентгеновских лучей

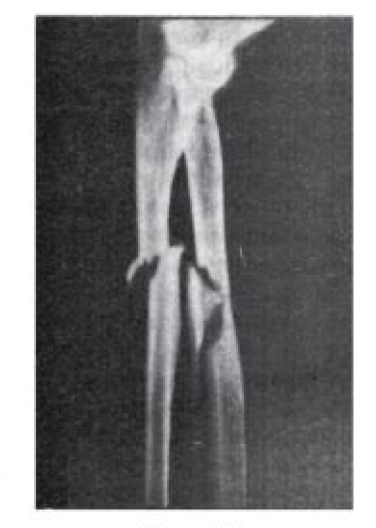


Рис. 4.6

Рентгеновские лучи были открыты в 1895 г. немецким физиком Вильгельмом Рентгеном (1845—1923). Рентген умел наблюдать, умел замечать новое там, где многие учёные до него не обнаруживали ничего примечательного. Этот особый дар помог ему сделать замечательное открытие.

В конце XIX в. всеобщее внимание физиков привлёк газовый разряд при малом давлении. При этих условиях в газоразрядной трубке создавались потоки очень быстрых электронов. В то время их называли катодными лучами. Природа этих лучей ещё не была с достоверностью установлена. Известно было лишь, что эти лучи берут начало на катоде трубки.

Занявшись исследованием катодных лучей, Рентген скоро заметил, что фотопластинка вблизи разрядной трубки оказывалась засвеченной даже в том случае, когда она была завёрнута в чёрную бумагу. После этого ему удалось наблюдать ещё одно очень поразившее его явление. Бумажный экран, смоченный раствором платино-цианистого бария, начинал светиться, если им обёртывалась разрядная трубка. Причём когда Рентген держал руку между трубкой и экраном, то на экране были видны тёмные тени костей на фоне более светлых очертаний всей кисти руки.

Учёный понял, что при работе разрядной трубки возникает какое-то неизвестное ранее сильно проникающее излучение. Он назвал его X-лучами. Впоследствии за этим излучением прочно укрепился термин «рентгеновские лучи».

Рентген обнаружил, что новое излучение появлялось в том месте, где катодные лучи (потоки быстрых электронов) сталкивались со стеклянной стенкой трубки. В этом месте стекло светилось зеленоватым светом. Последующие опыты показали, что X-лучи возникают при столкновениях быстрых электронов с любым препятствием, в частности с металлическими электродами.

Свойства рентгеновских лучей

Лучи, открытые Рентгеном, действовали на фотопластинку, вызывали ионизацию воздуха, но заметным образом не отражались от каких-либо веществ и не испытывали преломления. Электромагнитное поле не оказывало никакого влияния на направление их распространения.

Сразу же возникло предположение, что рентгеновские лучи — это электромагнитные волны, которые излучаются при резком торможении электронов. В отличие от световых лучей видимого участка спектра и ультрафиолетовых лучей, рентгеновские лучи имеют гораздо меньшую длину волны. Их длина волны тем меньше, чем больше энергия электронов, сталкивающихся с препятствием. Большая проникающая способность рентгеновских лучей и прочие их особенности связывались именно с малой длиной волны. Но эта гипотеза нуждалась в доказательствах, и доказательства были получены спустя 15 лет после открытия Рентгена.

Дифракция рентгеновских лучей

Если рентгеновское излучение представляет собой электромагнитные волны, то оно должно обнаруживать дифракцию — явление, присущее всем видам волн. Сначала пропускали рентгеновские лучи через очень узкие щели в свинцовых пластинках, но ничего похожего на дифракцию обнаружить не удавалось. Немецкий физик М. Лауэ предположил, что длина волны рентгеновских лучей слишком мала для того, чтобы можно было обнаружить дифракцию этих волн на искусственно созданных препятствиях. Ведь нельзя сделать щели размером 10^{-8} см, поскольку таков размер самих атомов. А что, если рентгеновские лучи имеют примерно такую же длину волны? Тогда остаётся единственная возможность — использовать кристаллы. Они представляют собой упорядоченные структуры, в которых расстояния между отдельными атомами по порядку величины равны размеру самих атомов, т. е. 10^{-8} см. Кристалл с его периодической структурой и есть то естественное устройство, которое неизбежно должно вызывать заметную дифракцию волн, если длина их близка к размерам атомов.

И вот узкий пучок рентгеновских лучей был направлен на монокристалл, за которым была расположена фотопластинка. Результат полностью согласовался с самыми оп-

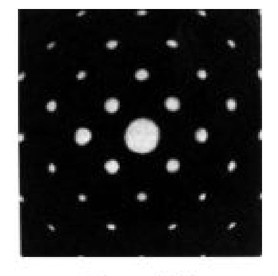


Рис. 4.7

тимистическими ожиданиями. Наряду с большим центральным пятном, которое давали лучи, распространяющиеся по прямой, возникли регулярно расположенные небольшие пятнышки вокруг центрального пятна (рис. 4.7). Появление этих пятнышек можно было объяснить только дифракцией рентгеновских лучей на упорядоченной структуре кристалла.

Исследование дифракционной картины позволило определить длину волны рентгеновских лучей.

Измерение длины волны рентгеновских лучей

В опытах, поставленных по идее Лауэ, наблюдалась дифракция рентгеновских лучей на монокристаллах. Более простой и наглядный метод наблюдения дифракции рентгеновских лучей был предложен в 1916 г. П. Дебаем и П. Шерером. В методе Дебая—Шерера дифракция рентгеновских лучей осуществлялась при прохождении через *поликристаллическую структуру* — тонкую пластину.

Рассмотрим, что происходит при падении рентгеновских лучей на отдельный кристаллик. Атомы или ионы кристаллической решётки располагаются в определённых плоскостях. Кристаллические плоскости играют роль полупрозрачных зеркал (или тонких плоскопараллельных плёнок). Рентгеновские лучи частично отражаются от этих плоскостей, а частично проникают в глубь кристалла. Волны, отражённые от соседних плоскостей, когерентны и имеют разность хода* $2d\sin\theta$, где d — расстояние между плоскостями, а θ — угол между кристаллической плоскостью и направлением распространения волны (рис. 4.8). Об этом говорилось в § 2.5 при рассмотрении интерференции света в тонких плёнках. Отражённые от различных плоскостей волны усиливают друг друга, если разность хода равна целому числу длин волн:

$$2d\sin\theta = k\lambda,\ \ k = 0, 1, 2, \dots . \qquad (4.6.1)$$

Условие (4.6.1) называют условием Брэгга—Вульфа для отражения рентгеновских лучей. Лишь при падении лучей

---

* Рентгеновские лучи практически не преломляются; для них показатель преломления $n \approx 1$.

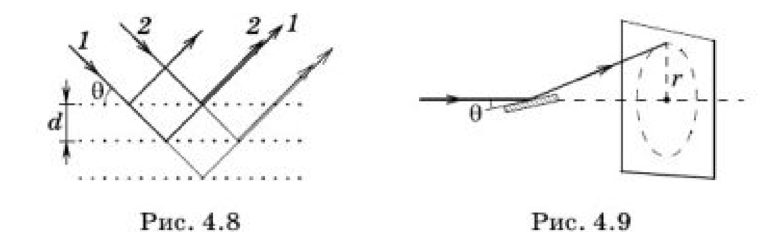


Рис. 4.8 Рис. 4.9

на кристалл под углами, удовлетворяющими условию (4.6.1), наблюдается интенсивное отражение. При падении под другими углами рентгеновские лучи проходят сквозь кристалл без отражения.

Рассмотрим один кристаллик пластины (рис. 4.9). Если он ориентирован относительно пучка так, что угол θ удовлетворяет условию (4.6.1), то интенсивность отражённых лучей максимальна. На экране возникнет дифракционное пятно. Кристалликов в пластине очень много. Поэтому всегда найдутся кристаллики, ориентированные по отношению к падающему лучу под тем же углом θ, но повёрнутые относительно оси пучка на различные углы. Рентгеновские лучи, отражённые от этих кристалликов, дадут на экране дифракционное кольцо определённого радиуса. Различным значениям k в условии (4.6.1) соответствуют различные значения θ. Поэтому возникает не одно дифракционное кольцо, а система колец. Измеряя радиус этих колец, нетрудно найти длину волны рентгеновских лучей. Она оказалась меньше длины волны ультрафиолетового излучения и по порядку величины равна размеру атома (10^{-8} см).

Рентгеновские спектры

Детальный анализ длин волн рентгеновского излучения обнаруживает два различных типа спектров: *непрерывный* и *линейчатый*. Непрерывный спектр возникает при торможении электронов металлическим электродом, и поэтому его называют также *спектром торможения*. Этот спектр содержит всевозможные длины волн, начиная с длинных, граничащих с ультрафиолетом, и до некоторой минимальной длины волны, которая определяется энергией ускоренных электронов (см. задачу 1 в § 5.9).

Когда энергия падающих на электрод электронов превосходит некоторое критическое значение, зависящее от материала электрода, то на фоне непрерывного спектра возни-

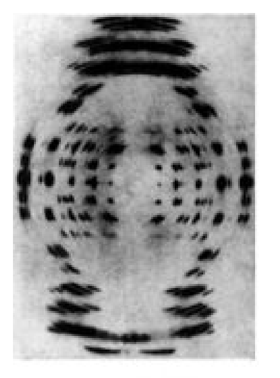


Рис. 4.10

этому удалось «увидеть» молекулярные структуры. Увидеть, конечно, не в буквальном смысле; речь идёт о получении дифракционной картины, с помощью которой после немалой затраты труда на её расшифровку можно восстановить характер пространственного расположения атомов.

Из других применений рентгеновских лучей отметим рентгеновскую дефектоскопию — метод обнаружения раковин в отливках, трещин в рельсах, проверки качества сварных швов и т. д. Рентгеновская дефектоскопия основана на изменении поглощения рентгеновских лучей в изделии при наличии в нём полости или неоднородных включений.

Устройство рентгеновской трубки

Для получения рентгеновских лучей разработаны весьма совершенные устройства, называемые рентгеновскими трубками. Они значительно превосходят те первые аппараты, которые сконструировал Рентген.

На рисунке 4.11 схематически показано устройство рентгеновской трубки для структурного анализа вещества. Рабочий участок анода *1* имеет зеркальную поверхность, расположенную перпендикулярно электронному пучку или под некоторым углом к нему. Зеркало *7* анода изготовляется из тяжёлых металлов (хром, железо, никель и др.). Катод *3* представляет собой вольфрамовую спираль, испускающую электроны за счёт термоэлектронной эмиссии. Напряжение к катоду подводится при помощи проводников *5*. Цилиндр *6*

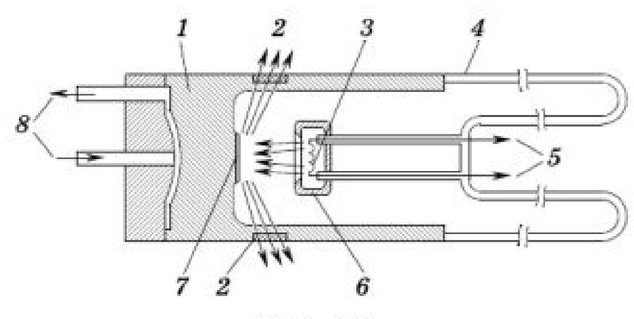


Рис. 4.11

фокусирует поток электронов, которые затем соударяются с зеркалом анода. При этом рождаются рентгеновские лучи. В стеклянной колбе *4* имеются бериллиевые «окна» *2* для выхода излучения. (Бериллий слабо поглощает рентгеновские лучи.) Анод охлаждается водой через трубку *8*.

Напряжение между анодом и катодом достигает нескольких десятков киловольт. В трубке создаётся глубокий вакуум; давление газа в ней составляет 10^{-5}—10^{-7} мм рт. ст.

? Каким образом Рентген пришёл к открытию рентгеновских лучей?

§ 4.7. ШКАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Электромагнитная теория объединяет в единый спектр всю совокупность излучений, которые сильно различаются по своим свойствам, действиям и по способам возбуждения.

Таблица 3

Название участка спектра	Длина волн		Частота колебаний, Гц	
	от	до	от	до
Низкочастотные электромагнитные волны	∞	10 км	0	$3 \cdot 10^4$
Длинные радиоволны	10 км	1 км	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$
Средние радиоволны	1 км	100 м	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$
Короткие радиоволны	100 м	10 м	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$
Метровые радиоволны	10 м	1 м	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$
Дециметровые радиоволны	100 см	10 см	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$
Сантиметровые радиоволны	10 см	1 см	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{10}$
Миллиметровые радиоволны	1 см	0,1 см	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{11}$
Микрорадиоволны	1000 мкм	100 мкм	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{12}$
Инфракрасное излучение	1 мм	760 нм	$3 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{14}$
Видимое излучение	760 нм	380 нм	$4 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{14}$
Ультрафиолетовое излучение	380 нм	10 нм	$8 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{16}$
Рентгеновское излучение	80 нм	0,001 нм	$3{,}7 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{20}$
Гамма-излучение	0,01 нм и менее		$3 \cdot 10^{19}$ и более	

Сюда относятся самые медленные электромагнитные колебания с частотой колебаний, близкой к нулю (табл. 3). Далее идёт область колебаний, создаваемых электромагнитными машинами и аппаратурой низкой частоты, охватывающая интервал 10—10^5 Гц. За ней расположены все диапазоны радиоволн, испускаемых антеннами радиостанций, в которых возбуждаются электромагнитные колебания с помощью генераторов высокой и сверхвысокой частоты. Инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучения возникают при электронных переходах в атомах и молекулах (об этом подробно будет рассказано в главе 6). Далее идут рентгеновское и гамма-излучение. Со всеми этими излучениями, кроме гамма-излучения, вы уже знакомы. Самое коротковолновое гамма-излучение испускают атомные ядра.

Полная шкала электромагнитных волн с указанием длин волн и частот различных излучений изображена на рисунке 4.12.

Принципиального различия между отдельными излучениями нет. Все они представляют собой электромагнитные волны, порождаемые ускоренно движущимися заряженными частицами. Обнаруживаются электромагнитные волны в конечном счёте по их действию на заряженные частицы. В вакууме излучение любой длины волны распространяется со скоростью 300 000 км/с. Границы между отдельными областями шкалы излучений весьма условны.

Излучения различной длины волны отличаются друг от друга по способу их получения (излучение антенны, тепловое излучение, излучение при торможении быстрых электронов и др.) и методам регистрации.

По мере уменьшения длины волны количественные различия в длинах волн приводят к существенным качественным различиям.

Излучения различной длины волны очень сильно отличаются друг от друга по поглощению их веществом. Коротковолновые излучения (рентгеновское и особенно гамма-излучение) поглощаются слабо. Непрозрачные для волн оптического диапазона вещества прозрачны для этих излучений. Коэффициент отражения электромагнитных волн также зависит от длины волны. Но главное различие между длинноволновым и коротковолновым излучениями в том, что *коротковолновое излучение обнаруживает свойства частиц*. Об этом пойдёт речь в дальнейшем.



Рис. 4.12

? 1. Как должен быть устроен спектральный аппарат, в котором вместо призмы применяется дифракционная решётка?

2. Какие операции нужно проделать с крупицей вещества, чтобы узнать её химический состав при помощи спектрального анализа?

3. Почему солнечный свет, прошедший сквозь оконное стекло, не вызывает загара?

---

1. Почему спектральный анализ — это именно анализ, а не другие операции, например синтез?

2. Напишите реферат на тему «Методы исследования излучения различных источников».

3. Подготовьте дискуссию «Ультрафиолет: за и против».
4. Напишите реферат на тему «Способы получения рентгеновских лучей».
5. Сделайте «линейку» (шкалу) электромагнитных излучений, в которой будет содержаться информация о длинах волн (или частоте колебаний), учёных-исследователях, источниках излучения и их применении (при разработке дизайна «линейки» используйте различные компьютерные программы, аудио- и видеоматериалы, а также другие информационные ресурсы).

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

Величайшая революция в физике совпала с началом XX в. Попытки объяснить наблюдаемые на опытах закономерности распределения энергии в спектрах теплового излучения (электромагнитного излучения нагретого тела) оказались несостоятельными. Многократно проверенные законы электромагнетизма Максвелла неожиданно «забастовали», когда их попытались применить к проблеме излучения веществом коротких электромагнитных волн. И это тем более удивительно, что эти законы превосходно описывают излучение радиоволн антенной и что в своё время само существование электромагнитных волн было предсказано на основе этих законов.

Глава 5

СВЕТОВЫЕ КВАНТЫ. ДЕЙСТВИЯ СВЕТА

Квантовым законам подчиняется поведение всех микрочастиц. Но впервые квантовые свойства материи были обнаружены при исследовании излучения и поглощения света.

§ 5.1. ЗАРОЖДЕНИЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

Равновесное тепловое излучение

Среди различных типов излучений, рассмотренных в предыдущей главе, тепловое излучение занимает особое положение. Дело в том, что тепловое излучение может быть рав-

новесным. Это означает, что *возможно тепловое (термодинамическое) равновесие между телом и созданным им излучением.*

Равновесное излучение можно получить внутри полости тела, имеющего постоянную температуру. При равновесии электромагнитная энергия, излучаемая телом в единицу времени внутрь полости, равна энергии, поглощаемой из полости за это же время. Температура тела при этом остаётся неизменной. Равновесному излучению приписывается определённая температура, именно та, которую имеет тело: если температура тела, например, 300 К, то говорят, что излучение, находящееся в полости, также имеет температуру 300 К.

Из-за равновесного характера теплового излучения к нему можно применять законы термодинамики. Это позволяет установить несколько общих закономерностей. Так, можно быть уверенным, что плотность энергии излучения и распределение этой энергии по частотам не зависят от свойств вещества стенок полости. Если бы это было не так, то, соединив трубкой две полости со стенками из разных веществ, мы обнаружили бы перетекание энергии из одной полости в другую даже при одинаковых температурах (рис. 5.1). В результате одно тело начало бы остывать, а другое нагреваться, т. е. состояние теплового равновесия нарушилось бы само собой. Но, согласно законам термодинамики, это невозможно*.

Если энергия теплового излучения не зависит от рода вещества, из которого сделаны стенки, то, следовательно, можно выбрать любую простую модель строения вещества и с её помощью попытаться найти зависимость плотности энергии теплового излучения от температуры и частоты. (Важно лишь, чтобы модель обеспечивала излучение и поглощение волн всех частот.) Благодаря этому обстоятельству оказалось возможным начать теоретическое исследование теплового излучения, когда ещё не было известно строение атомов.

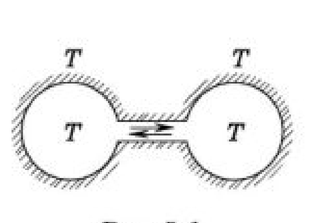


Рис. 5.1

* В трубку можно вставить фильтр, пропускающий электромагнитные волны в узком интервале частот $\Delta\nu$. Так доказывается равенство плотностей энергии для всех частот.

«Ультрафиолетовая катастрофа»

Самую простую модель вещества, способного излучать и поглощать электромагнитные волны, предложил выдающийся немецкий физик Макс Планк (1858—1947). В то время (конец XIX в.) уже было известно об излучении электромагнитных волн определённой частоты вибратором Герца. В этом вибраторе электрические заряды совершают колебания, близкие к гармоническим. Поэтому вибратор Герца называют также электромагнитным **осциллятором***.

Линейный гармонический осциллятор — это просто система, способная совершать свободные гармонические колебания вдоль прямой около положения равновесия. Так, груз на пружине — это тоже гармонический осциллятор. Если тело, колеблющееся с некоторой частотой, электрически заряжено, то оно способно излучать и поглощать заметным образом электромагнитные волны той же частоты. Поэтому если стенка полости состоит из осцилляторов со всевозможными частотами колебаний, то она способна поглощать и испускать излучение любой длины волны.

Из молекулярно-кинетической теории вытекает, что в состоянии теплового равновесия средняя энергия любого осциллятора не зависит от частоты и равна kT, где k — постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура. Полезно вспомнить, что средняя энергия молекулы одноатомного газа равна почти такой же величине, а именно $\frac{3}{2}kT$.

Излучаемая осциллятором в единицу времени электромагнитная энергия пропорциональна средней энергии осциллятора kT. И так как число осцилляторов со всевозможными значениями частот колебаний должно быть бесконечно велико, то излучаемая ими энергия должна быть бесконечно большой.

Но этот вывод совершенно бессмыслен, так как он отрицает возможность теплового равновесия между веществом и излучением. Тело при любой температуре должно излучать и терять энергию до тех пор, пока его температура не снизится до абсолютного нуля. Однако повседневный опыт показывает, что ничего подобного в действительности нет: вещество не расходует всю свою энергию на излучение электромагнитных волн.

---

* От латинского слова oscillo — «качаюсь».

Так как общая энергия излучения получается бесконечно большой из-за того, что излучаются все частоты вплоть до сколь угодно высоких, то сложившаяся противоречивая ситуация получила название «ультрафиолетовой катастрофы». Обнаружилась эта катастрофа в самом конце XIX в.

Гипотеза Планка

Планк первым понял, что объяснить существование теплового равновесного излучения, основываясь на известных и хорошо проверенных законах электродинамики Максвелла и механики Ньютона, нельзя.

Выход из трудностей возможен при одном достаточно простом, но противоречащем известным законам природы предположении. Энергия простейшей микроскопической системы — гармонического осциллятора — не может принимать любые значения. При собственной частоте колебаний ν_0 она принимает лишь дискретные (прерывные) значения:

$$E_n = h\nu_0 n, \tag{5.1.1}$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$ — целые числа, а h — коэффициент пропорциональности, названный впоследствии **постоянной Планка**.

Гипотеза Планка позволяет понять, почему при больших частотах энергия излучения оказывается не только не бесконечной, а, напротив, практически равной нулю. На рисунке 5.2 изображены возможные значения энергии осциллятора в соответствии с предположением Планка. Чтобы возбудить колебания осциллятора, ему нужно сообщить энергию, не меньшую $h\nu_0$. Чем больше частота, тем выше эта энергия. Энергию осциллятор получает за счёт теплового движения. Энергия же этого движения (на одну частицу) имеет значение порядка kT. Если $h\nu_0 \gg kT$, то осцилляторы не возбуждаются и, следовательно, не излучают. Поэтому средняя энергия $\bar{E}$ осцилляторов Планка равна не kT, а зависит от частоты, и при $\nu_0 \to \infty$ она приближается к нулю.

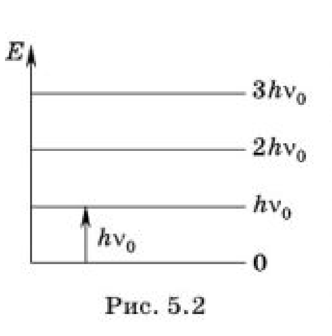


Рис. 5.2

Если энергия излучающей системы принимает лишь дискретные значения, то отсюда можно сделать

вывод, что электромагнитная энергия излучается осциллятором не непрерывно, а отдельными порциями — квантами*. Ведь энергия осциллятора может меняться только скачками на величину $h\nu_0$. Поэтому энергия порции электромагнитного излучения равна соответственно:

$$E = h\nu_0. \tag{5.1.2}$$

Планк построил теорию равновесного теплового излучения, полностью согласующуюся с экспериментом. По известному из опыта распределению энергии по частотам было определено значение постоянной Планка. Оно оказалось очень малым:

$$h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}\ \text{Дж} \cdot \text{с}^{**}. \tag{5.1.3}$$

Мы впоследствии подробно рассмотрим другой метод определения постоянной Планка.

Итак, Планк указал выход из трудностей, с которыми столкнулась теория. Но это оказалось возможным сделать лишь ценой отказа от применимости законов классической физики к микроскопическим системам — осцилляторам.

Оставалось неясным, почему колеблющееся тело не может иметь любые значения энергии и каким образом непрерывные электромагнитные волны могут излучаться отдельными порциями.

Однако всё дальнейшее развитие физики полностью подтвердило справедливость предположений Планка. Введение понятия кванта действия послужило началом развития совершенно новой физической теории — *квантовой теории*, — которое не завершено и по сей день.

? 1. Что такое квант? Чему равна энергия кванта?
2. Как исследование теплового излучения привело к зарождению квантовой теории?
3. Каким образом в физике формулируются гипотезы (аргументируйте на примере гипотезы Планка)?

---

* Сам Планк, впрочем, не смог решиться на этот вывод, противоречащий классической электродинамике Максвелла.

** Коэффициент h имеет смысл произведения энергии на время. В механике такая величина называется **действием**. Поэтому постоянную Планка называют также **квантом** (порцией) **действия**.

§ 5.2. ФОТОЭФФЕКТ

В развитии представлений о природе света важный шаг был сделан при изучении одного замечательного явления, открытого Г. Герцем и тщательно исследованного выдающимся русским физиком А. Г. Столетовым (1839—1896). Явление это получило название фотоэффекта.

Фотоэффектом называют вырывание электронов из вещества под действием света.

Наблюдение фотоэффекта

Для обнаружения фотоэффекта можно использовать электроскоп с присоединённой к нему цинковой пластиной (рис. 5.3). Если зарядить пластину положительно, то освещение пластины, например электрической дугой, не влияет на быстроту разрядки электроскопа. Но если пластину зарядить отрицательно, то световой пучок от дуги разряжает его очень быстро.

Объяснить это можно единственным образом. Свет вырывает электроны с поверхности пластины; если она заряжена отрицательно, электроны отталкиваются от неё и электроскоп разряжается. При положительном же заряде пластины вырванные светом электроны притягиваются к пластине и снова оседают на ней. Поэтому заряд электроскопа не изменяется.

Однако, когда на пути светового потока поставлено обыкновенное стекло, отрицательно заряженная пластина уже не теряет электроны, какова бы ни была интенсивность излучения. Поскольку известно, что стекло поглощает ультрафиолетовые лучи, то из этого опыта можно заключить, что именно ультрафиолетовый участок спектра вызывает фотоэффект. Этот сам по себе несложный факт нельзя объяснить на основе волновой теории света. Непонятно, почему световые волны малой частоты не могут вырывать электроны, если даже амплитуда волны велика и, следовательно, велика сила, действующая на электроны.

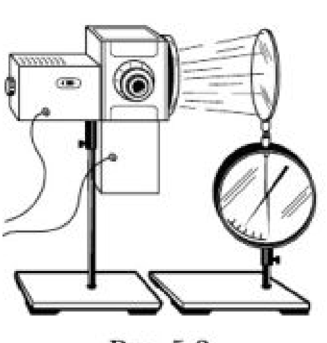


Рис. 5.3

Законы фотоэффекта

Для того чтобы получить о фотоэффекте более полное представление, нужно выяснить, от чего зависит число вырванных светом с поверхности вещества электронов (фотоэлектронов) и чем определяется их скорость или кинетическая энергия. С этой целью были проведены экспериментальные исследования, которые состояли в следующем. В стеклянный баллон, из которого выкачан воздух, помещаются два электрода (рис. 5.4). Внутрь баллона на один из электродов поступает свет через кварцевое «окошко», прозрачное не только для видимого света, но и для ультрафиолетового излучения. На электроды подаётся напряжение, которое можно менять с помощью потенциометра и измерять вольтметром. К освещаемому электроду присоединяют отрицательный полюс батареи. Под действием света этот электрод испускает электроны, которые при движении в электрическом поле образуют электрический ток. При малых напряжениях не все вырванные светом электроны достигают другого электрода. Если, не меняя интенсивности излучения, увеличивать разность потенциалов между электродами, то сила тока нарастает. При некотором напряжении она достигает максимального значения, после чего перестаёт увеличиваться (рис. 5.5). Максимальное значение силы тока $I_н$ называется **током насыщения**. Ток насыщения определяется числом электронов, испущенных за 1 с освещаемым электродом.

Изменяя в этом опыте интенсивность излучения, удалось установить, что **количество электронов, вырываемых све-**

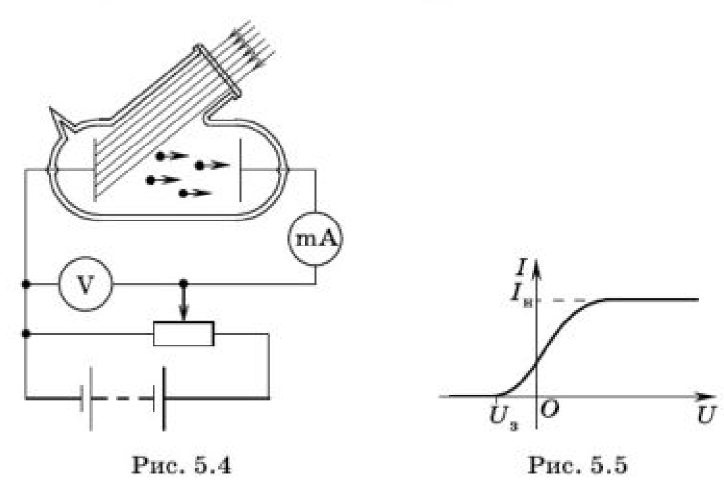


Рис. 5.4

Рис. 5.5

том с поверхности металла за 1 с, прямо пропорционально поглощаемой за это время энергии световой волны. В этом ничего неожиданного нет: чем больше энергия светового пучка, тем эффективнее его действие.

Теперь остановимся на измерении кинетической энергии (или скорости) электронов. Из графика, приведённого на рисунке 5.5, видно, что сила фототока отлична от нуля и при нулевом напряжении. Это означает, что часть вырванных светом электронов достигает правого (см. рис. 5.4) электрода и при отсутствии напряжения. Если изменить полярность батареи, то сила тока уменьшится и при некотором напряжении $U_з$ обратной полярности она станет равной нулю. Это значит, что электрическое поле тормозит вырванные электроны до полной остановки, а затем возвращает их на электрод.

Задерживающее напряжение $U_з$ зависит от максимальной кинетической энергии, которую имеют вырванные светом электроны. Измеряя задерживающее напряжение и применяя теорему о кинетической энергии, можно найти максимальное значение кинетической энергии электронов:

$$\frac{mv^2}{2} = eU_з.$$

При изменении интенсивности света (плотности потока излучения) задерживающее напряжение, как показали опыты, не меняется. Это означает, что не меняется кинетическая энергия электронов. С точки зрения волновой теории света этот факт непонятен. Ведь чем больше интенсивность света, тем большие силы действуют на электроны со стороны электромагнитного поля световой волны и тем большая энергия, казалось бы, должна передаваться электронам.

На опытах было обнаружено, что кинетическая энергия вырываемых светом электронов зависит только от частоты света. **Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой света и не зависит от интенсивности света.** Если частота света меньше определённой для данного вещества минимальной частоты ν_{min}, то фотоэффект не происходит.

§ 5.3. ТЕОРИЯ ФОТОЭФФЕКТА

Все попытки объяснить явление фотоэффекта на основе законов электродинамики Максвелла, согласно которым свет — это электромагнитная волна, непрерывно

распределённая в пространстве, оказались безрезультатными. Нельзя было понять, почему энергия фотоэлектронов определяется только частотой света и почему лишь при малой длине волны свет вырывает электроны.

Объяснение фотоэффекта было дано в 1905 г. Эйнштейном, развившим идеи Планка о прерывистом испускании света. В экспериментальных законах фотоэффекта Эйнштейн увидел убедительное доказательство того, что **свет имеет прерывистую структуру и поглощается отдельными порциями.** Энергия E каждой порции излучения в полном соответствии с гипотезой Планка пропорциональна частоте:

$$E = h\nu, \qquad (5.3.1)$$

где h — постоянная Планка.

Из того факта, что свет излучается порциями, ещё не вытекает прерывистая структура самого света. «Если пиво всегда продаётся в бутылках, содержащих пинту, — говорил Эйнштейн, — отсюда не следует, что пиво состоит из неделимых частей, равных пинте».

Лишь явление фотоэффекта показало, что свет имеет прерывистую структуру: *излучённая порция световой энергии $E = h\nu$ сохраняет свою индивидуальность и в дальнейшем. Поглотиться может только вся порция целиком.*

Максимальную кинетическую энергию фотоэлектрона можно найти, применив закон сохранения энергии. Энергия порции света $h\nu$ идёт на совершение **работы выхода** A, т. е. работы, которую нужно совершить для извлечения электрона из металла, и на сообщение электрону кинетической энергии. Следовательно,

$$\boxed{h\nu = A + \frac{mv^2}{2}.} \qquad (5.3.2)$$

Это уравнение объясняет основные факты, касающиеся фотоэффекта. Интенсивность света, по Эйнштейну, пропорциональна числу квантов (порций) энергии в световом пучке и поэтому определяет число электронов, вырванных из металла. Скорость же электронов, согласно (5.3.2), определяется только частотой света и работой выхода, зависящей от рода металла и состояния его поверхности. От интенсивности света она не зависит.

Для каждого вещества фотоэффект наблюдается лишь в том случае, если частота ν света больше минимального зна-

чения ν_{min}. Ведь чтобы вырвать электрон из металла даже без сообщения ему кинетической энергии, нужно совершить работу выхода A. Следовательно, энергия кванта должна быть больше этой работы:

$$h\nu > A.$$

Предельную частоту ν_{min} называют **красной границей фотоэффекта.** Она выражается так:

$$\nu_{min} = \frac{A}{h}. \tag{5.3.3}$$

Работа выхода A зависит от рода вещества. Поэтому и предельная частота ν_{min} фотоэффекта (красная граница) для разных веществ различна.

Для цинка красной границе соответствует длина волны $\lambda_{max} = 3{,}7 \cdot 10^{-7}$ м (ультрафиолетовое излучение). Именно этим объясняется опыт по прекращению фотоэффекта с помощью стеклянной пластинки, задерживающей ультрафиолетовые лучи.

Работа выхода у алюминия или железа больше, чем у цинка. Поэтому в опыте, описанном в § 5.2, использовалась цинковая пластина. У щелочных металлов работа выхода, напротив, меньше, а длина волны λ_{max}, соответствующая красной границе, больше. Так, для натрия $\lambda_{max} = 6{,}8 \cdot 10^{-7}$ м.

Пользуясь уравнением Эйнштейна (5.3.2), можно найти постоянную Планка h. Для этого нужно экспериментально определить частоту света ν, работу выхода A и измерить кинетическую энергию фотоэлектронов. Такого рода измерения и расчёты дают: $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с. Точно такое же значение было найдено Планком при теоретическом изучении совершенно другого явления — теплового излучения. Совпадение значений постоянной Планка, полученных различными методами, подтверждает правильность предположения о прерывистом характере излучения и поглощения света веществом.

§ 5.4. ФОТОНЫ

В современной физике фотон рассматривается как одна из элементарных частиц. Таблица элементарных частиц уже многие десятки лет начинается с фотона.

Энергия и импульс фотона

При испускании и поглощении свет ведёт себя подобно потоку частиц с энергией $E = h\nu$, зависящей от частоты. Порция света оказалась неожиданно очень похожей на то, что принято называть частицей. Свойства света, обнаруживаемые при излучении и поглощении, называют **корпускулярными**. Сама же световая частица получила название **фотона** или **светового кванта**.

Фотон, подобно частицам, обладает определённой порцией энергии $h\nu$. Энергию фотона часто выражают не через частоту ν, а через циклическую частоту $\omega = 2\pi\nu$. При этом в качестве коэффициента пропорциональности вместо величины h используют величину $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (читается: аш с чертой), равную, по современным данным,

$$\hbar = 1{,}0545887\,(57) \cdot 10^{-34}\ \text{Дж} \cdot \text{с}.$$

Тогда энергия фотона выражается так:

$$\boxed{E = h\nu = \hbar\omega.} \qquad (5.4.1)$$

Согласно теории относительности, энергия всегда связана с массой соотношением $E = mc^2$. Так как энергия фотона равна $h\nu$, то, следовательно, его масса m получается равной

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \qquad (5.4.2)$$

Фотон не имеет массы покоя m_0, т. е. он не существует в состоянии покоя, и при рождении сразу приобретает скорость c. Масса, определяемая формулой (5.4.2), — это масса движущегося фотона. По известной массе и скорости фотона можно найти его импульс:

$$\boxed{p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.} \qquad (5.4.3)$$

Направлен импульс фотона по световому лучу.

Чем больше частота, тем больше энергия и импульс фотона и тем отчётливее выражены корпускулярные свойства света. Из-за того что постоянная Планка мала, энергия фото-

нов видимого света крайне незначительна. Фотоны, соответствующие зелёному свету, имеют энергию $4 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Тем не менее в замечательных опытах С. И. Вавилова было установлено, что человеческий глаз, этот тончайший из «приборов», способен реагировать на различие освещённостей, определяемое единичными квантами.

Эффект Комптона

Наиболее отчётливо квантовые свойства электромагнитного излучения проявляются при рассеянии рентгеновских и гамма-лучей на свободных электронах. При этом наблюдается увеличение длины волны рассеянного излучения по сравнению с длиной волны падающего. Это явление было открыто в 1922 г. американским физиком А. Комптоном (1892—1962).

Согласно классической теории электромагнитного поля, рассеяние излучения на свободных электронах не должно сопровождаться изменением длины волны. Падающая волна частотой ν вызывает вынужденные колебания электронов той же частоты. Колеблющиеся электроны излучают вторичные электромагнитные волны с частотой ν. Это и есть рассеянное излучение. Его длина волны $\lambda = \frac{c}{\nu}$ должна равняться длине волны падающего излучения.

Объяснить изменение длины волны при рассеянии (эффект Комптона) оказалось возможным только на основании представления о фотонах как частицах света, обладающих энергией $E = h\nu$ и импульсом $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}$. Изменение длины волны можно найти, используя законы сохранения энергии и импульса при столкновении фотона с электроном. Сталкиваясь с электроном, фотон передаёт ему часть своей энергии. В результате энергия электрона увеличивается, а фотона уменьшается. Уменьшение энергии означает уменьшение частоты фотона, а значит, увеличение длины волны излучения.

Комптон наблюдал рассеяние рентгеновских лучей на парафине, графите и других веществах. Энергия фотонов рентгеновских лучей велика по сравнению с энергией ионизации этих веществ. Фотоны вырывают электроны из атомов, сообщая им большую энергию. Поэтому электроны можно считать свободными и покоящимися до столкновения. Из-за того что приобретаемая электронами энергия велика, при

вычислении изменения длины волны рассеянного излучения надо пользоваться релятивистскими выражениями для энергии и импульса электрона.

Согласно закону сохранения энергии

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + mc^2, \tag{5.4.4}$$

где ω и ω' — частота излучения до и после рассеяния, m_0c^2 — энергия покоя электрона, а

$$mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{5.4.5}$$

— релятивистская энергия электрона после столкновения с фотоном.

При столкновении фотона с электроном меняется не только энергия, но и импульс фотона. Часть импульса фотона передаётся электрону. Импульс фотона (5.4.3) по модулю равен:

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}. \tag{5.4.6}$$

Введём теперь для удобства новую физическую величину, называемую **волновым вектором**:

$$\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}. \tag{5.4.7}$$

Волновой вектор направлен по импульсу фотона (световому лучу), а его модуль равен:

$$k = \frac{p}{\hbar} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}. \tag{5.4.8}$$

Таким образом, волновой вектор — это величина, обратная длине волны. При записи закона сохранения импульса мы вместо импульса фотона будем использовать волновой вектор, учитывая, что $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. Согласно закону сохранения импульса

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' + m\vec{v}. \tag{5.4.9}$$

На рисунке 5.6 изображены векторы импульса фотона до столкновения $\vec{p}_ф = \hbar\vec{k}$ и после столкновения $\vec{p}\,'_ф = \hbar\vec{k}'$. Электрон до столкновения считался покоящимся. После столкновения он приобретает релятивистский импульс

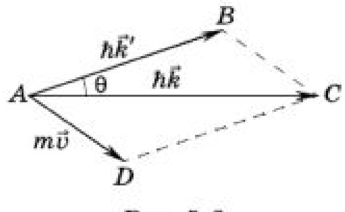


Рис. 5.6

$$\vec{p}_э = m\vec{v} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Используя теорему косинусов для треугольника ABC, вместо векторного уравнения (5.4.9) получим уравнение для модулей импульсов:

$$\hbar^2k^2 + \hbar^2k'^2 - 2\hbar^2kk'\cos\theta = m^2v^2. \qquad (5.4.10)$$

Здесь θ — *угол рассеяния фотона*. Учитывая (5.4.8), из уравнения (5.4.10) получим соотношение для частот:

$$\omega^2 + \omega'^2 - 2\omega\omega'\cos\theta = \frac{m^2v^2c^2}{\hbar^2}. \qquad (5.4.11)$$

Возводя в квадрат уравнение (5.4.4), выражающее закон сохранения энергии, найдём второе уравнение, необходимое для вычисления изменения частоты (или длины волны) фотона при рассеянии на угол θ:

$$\omega^2 + \omega'^2 - 2\omega\omega' = \frac{c^4}{\hbar^2}(m - m_0)^2. \qquad (5.4.12)$$

Вычитая почленно из уравнения (5.4.11) уравнение (5.4.12), после несложных вычислений получим:

$$\omega\omega'(1 - \cos\theta) = \frac{m_0c^2}{\hbar^2}(\omega - \omega'), \qquad (5.4.13)$$

или

$$\frac{2\pi c}{\omega'} - \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi\hbar}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2}. \qquad (5.4.14)$$

Так как $\frac{2\pi c}{\omega'} = \lambda'$ и $\frac{2\pi c}{\omega} = \lambda$, то изменение длины волны фотона при рассеянии

$$\boxed{\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_к\sin^2\frac{\theta}{2}.} \qquad (5.4.15)$$

Здесь $\lambda_к = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} = 2{,}4\cdot10^{-10}$ м — постоянная величина, называемая **комптоновской длиной волны электрона**. Она равна изменению длины волны фотона при его рассеянии на угол $\theta = \frac{\pi}{2}$.

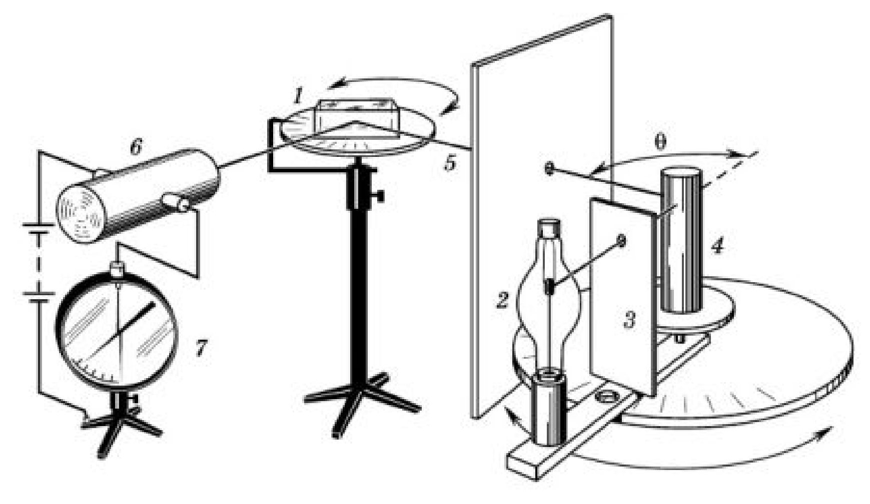


Рис. 5.7

Из формулы (5.4.15) видно, что относительное изменение длины волны фотона

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{\lambda_к}{\lambda}. \qquad (5.4.16)$$

Так как комптоновская длина волны очень мала (в 100 раз меньше размеров атома), то обнаружить изменение длины волны при рассеянии фотонов на электронах можно только для очень коротковолновых фотонов.

На рисунке 5.7 показана схема опытов Комптона. Рентгеновская трубка *2* вместе с экраном со щелью *3* и графитовой мишенью *4* жёстко укреплена на общем основании. Излучение *5* рассеивается под различными углами θ. Часть излучения падает на кристалл *1* и после отражения попадает в камеру *6*, где производит ионизацию воздуха (ионизационная камера). В зависимости от степени ионизации меняются показания электрометра *7*. Электрометр, таким образом, определяет интенсивность рассеянного излучения.

Отражение от кристалла *1* происходит под углом, определяемым условием Брэгга—Вульфа (4.6.1). Зная ориентацию кристалла, при которой ионизационная камера регистрирует излучение, можно определить длину рассеянной волны. Длина волны рассеянного излучения изменяется в зависимости от угла рассеяния θ в точном соответствии с формулой (5.4.15).

Если явление фотоэффекта доказало, что фотон обладает энергией $E = \hbar\omega$, то эффект Комптона послужил экспериментальным доказательством того, что фотон обладает импульсом $p = \frac{\hbar\omega}{c}$. В этом отношении фотон подобен всем другим элементарным частицам.

Корпускулярные и волновые свойства света

Итак, учёные были вынуждены ввести представление о свете как о потоке частиц. Может показаться, что это возврат к корпускулярной теории Ньютона. Однако нельзя забывать, что интерференция и дифракция света вполне определённо говорят о наличии у света волновых свойств. Свет обладает своеобразным *дуализмом* (двойственностью) свойств. При распространении света проявляются его волновые свойства, а при взаимодействии с веществом (излучении и поглощении) — корпускулярные. Всё это, конечно, странно и непривычно. Мы не в состоянии представить себе наглядно, как же это может быть. Но тем не менее это факт. Мы лишены возможности представлять себе наглядно в полной мере процессы в микромире, так как они совершенно отличны от тех макроскопических явлений, которые люди наблюдали на протяжении миллионов лет и основные законы которых были сформулированы к концу XIX в.

С течением времени двойственность свойств была открыта у электронов и других элементарных частиц. Электрон, в частности, наряду с корпускулярными свойствами обладает также и волновыми. Наблюдается дифракция электронов.

Эти необычные свойства микрообъектов описываются с помощью квантовой механики — современной теории движения микрочастиц. Механика Ньютона оказывается здесь неприменимой. О волновых свойствах электронов и других частиц будет рассказано в дальнейшем.

§ 5.5. ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОЭФФЕКТА

Открытие фотоэффекта имело очень большое значение для более глубокого понимания природы света. Но ценность науки состоит не только в том, что она выясня-

ет сложное и многообразное строение окружающего нас мира, но и в том, что она даёт нам в руки средства, используя которые можно совершенствовать производство, улучшать условия материальной и культурной жизни общества.

С помощью фотоэффекта «заговорило» кино и стала возможной передача движущихся изображений (телевидение). Применение фотоэлектронных приборов позволило создать станки, которые без всякого участия человека изготовляют детали по заданным чертежам. Основанные на фотоэффекте приборы контролируют размеры изделий лучше любого человека, вовремя включают и выключают маяки и уличное освещение и т. д.

Всё это оказалось возможным благодаря изобретению особых устройств — *фотоэлементов*, в которых энергия света управляет энергией электрического тока или преобразуется в неё.

Вакуумный фотоэлемент

Современный вакуумный фотоэлемент представляет собой стеклянную колбу, часть внутренней поверхности которой покрыта тонким слоем металла с малой работой выхода (рис. 5.8). Это катод *1*. Через прозрачное «окошко» свет проникает внутрь колбы. В её центре расположена проволочная петля или диск — анод *2*, который служит для улавливания фотоэлектронов. Анод присоединяют к положительному полюсу батареи. Фотоэлементы реагируют на видимый свет и даже на инфракрасные лучи.

При попадании света на катод фотоэлемента в цепи возникает электрический ток, который включает или выключает то или иное реле. Комбинация фотоэлемента с реле позволяет конструировать множество различных «видящих» автоматов. Одним из них является автомат в метро. Он срабатывает (выдвигает перегородки) при пересечении светового пучка, если предварительно не опущен жетон.

Подобного рода автоматы могут предотвращать аварии. На заводе фотоэлемент почти мгновенно останавливает мощный пресс, если рука человека оказывается в опасной зоне.

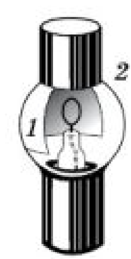


Рис. 5.8

Фотореле

Схема фотореле показана на рисунке 5.9. При попадании света на фотоэлемент в цепи батареи *G1* через резистор *R* идёт слабый ток. К концам резистора присоединены база и эмиттер транзистора. Потенциал базы выше потенциала эмиттера, и ток в коллекторной цепи транзистора отсутствует. Когда рука человека попадает в опасную зону, она перекрывает световой поток, падающий на фотоэлемент. Переход эмиттер — база открывается для основных носителей, и через обмотку реле, включённого в цепь коллектора, пойдёт ток. Реле сработает, и контакты реле замкнут цепь питания механизма, который остановит пресс.

Полупроводниковые фотоэлементы

Кроме рассмотренного в этой главе фотоэффекта, называемого **внешним фотоэффектом**, разнообразные применения находит **внутренний фотоэффект** в полупроводниках. Это явление используется в *фоторезисторах* — приборах, сопротивление которых зависит от освещённости. Кроме того, сконструированы полупроводниковые фотоэлементы, создающие ЭДС и непосредственно преобразующие световую энергию в энергию электрического тока. ЭДС, называемая в данном случае фотоЭДС, возникает в области *p*—*n*-перехода двух полупроводников при облучении этой области светом. Под действием света образуются пары электрон — дырка. Электрическое поле в контакте заставляет неосновные носители полупроводников перемещаться через контакт. Дырки из полупроводника *n*-типа перемещаются в полупроводник *p*-типа, а электроны из полупроводника *p*-типа — в область *n*-типа. Это приводит к накоплению основных носителей

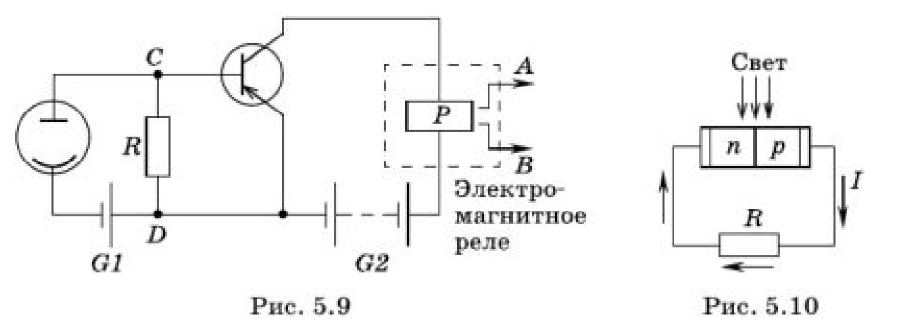


Рис. 5.9 Рис. 5.10

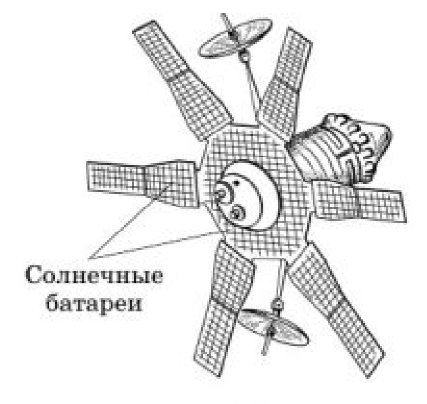


Рис. 5.11

в полупроводниках *n*- и *p*-типов. В результате потенциал полупроводника *p*-типа увеличивается, а *n*-типа уменьшается. Это происходит до тех пор, пока ток неосновных носителей через *p*—*n*-переход сравняется с током основных носителей через этот же переход. Между полупроводниками устанавливается разность потенциалов, которая и представляет собой фотоЭДС.

Если замкнуть цепь через внешнюю нагрузку, то в цепи пойдёт ток, определяемый разностью токов неосновных и основных носителей через *p*—*n*-переход (рис. 5.10). Этот ток зависит от интенсивности падающего света и сопротивления резистора *R*.

Фотоэлементы с *p*—*n*-переходом (иначе называемые *вентильными*) создают ЭДС порядка 1—2 В. Их выходная мощность достигает сотен ватт при коэффициенте полезного действия до 20%. Такие фотоэлементы можно использовать, например, в фотоэкспонометрах. Особенно широкое применение полупроводниковые элементы получили при изготовлении солнечных батарей, устанавливаемых на всех космических кораблях (рис. 5.11). К сожалению, пока такие батареи довольно дороги.

? 1. Какова связь уравнения Эйнштейна для фотоэффекта с законом сохранения энергии?
2. Поясните смысл фразы: «Свет обладает корпускулярными и волновыми свойствами».
3. Чем обусловлено изменение длины волны в эффекте Комптона?

§ 5.6. ДАВЛЕНИЕ СВЕТА

Максвелл на основе электромагнитной теории света предсказал, что свет должен оказывать давление на препятствия.

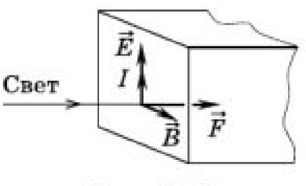


Рис. 5.12

Под действием электрического поля волны электроны в телах совершают колебания. Образуется электрический ток. Этот ток направлен вдоль напряжённости электрического поля (рис. 5.12). На упорядоченно движущиеся электроны действует сила Лоренца $\vec{F}$ со стороны магнитного поля. Сила Лоренца направлена в сторону распространения волны. Это и есть сила светового давления.

Для доказательства справедливости теории Максвелла было важно измерить давление света. Многие учёные пытались это сделать, но безуспешно, так как световое давление очень мало. В яркий солнечный день на поверхность площадью 1 м^2 действует сила, равная всего лишь $4 \cdot 10^{-6}$ Н. Впервые давление света измерил в 1900 г. знаменитый русский физик П. Н. Лебедев (1866—1912).

Прибор Лебедева состоял из очень лёгкого стерженька на тонкой стеклянной нити, по краям которого были приклеены лёгкие крылышки (рис. 5.13). Весь прибор помещался в сосуд, из которого был выкачан воздух. Свет падал на крылышки, расположенные по одну сторону от стерженька. О значении давления можно было судить по углу закручивания нити. Трудности точного измерения давления света были связаны с невозможностью выкачать из сосуда весь воздух (движение молекул воздуха, вызванное неодинаковым нагревом крылышек и стенок сосуда, приводит к возникновению дополнительных вращающих моментов). Кроме того, на закручивание нити влияет неодинаковый нагрев сторон крылышек (сторона, обращённая к источнику света, нагревается больше, чем противоположная сторона). Молекулы, отражающиеся от более нагретой стороны, передают крылышку больший импульс, чем молекулы, отражающиеся от менее нагретой стороны.

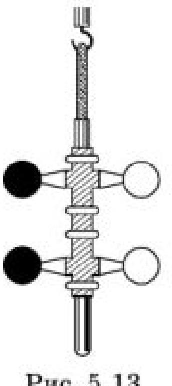


Рис. 5.13

Лебедев сумел преодолеть все эти трудности, несмотря на низкий уровень тогдашней экспериментальной техники, взяв очень большой сосуд и очень тонкие крылышки. В конце концов

существование светового давления на твёрдые тела было измерено. Полученное значение совпало с предсказанным Максвеллом. Впоследствии, после трёх лет работы Лебедеву удалось осуществить ещё более тонкий эксперимент: измерить давление света на газы.

Появление квантовой теории света позволило более просто объяснить причину светового давления. Фотоны, подобно частицам вещества, имеющим массу покоя, обладают импульсом. При поглощении их телом они передают ему свой импульс. Согласно закону сохранения импульса импульс тела равен импульсу поглощённых фотонов. Поэтому покоящееся тело приходит в движение. Изменение импульса тела означает, согласно второму закону Ньютона, что на тело действует сила.

Опыты Лебедева наряду с опытами Комптона можно рассматривать как экспериментальное доказательство того, что фотоны обладают импульсом.

Хотя световое давление очень мало в обычных условиях, его действие тем не менее может оказаться существенным. Интересный случай произошёл с американским спутником «Эхо». После выхода спутника на орбиту сжатым газом была наполнена большая полиэтиленовая оболочка. Образовался лёгкий шар диаметром около 30 м. Неожиданно выяснилось, что за один оборот этот шар давлением солнечных лучей смещается с орбиты на 5 м. В результате вместо 20 лет, как было запланировано, спутник удержался на орбите меньше года. Внутри звёзд при температуре в несколько десятков миллионов кельвин давление электромагнитного излучения должно достигать громадного значения. Силы светового давления наряду с гравитационными силами играют существенную роль во внутризвёздных процессах.

?
1. Ощущаете ли вы давление света? Ответ аргументируйте.
2. Подумайте, почему световое давление можно объяснить как электромагнитной теорией Максвелла, так и квантовой теорией света.

§ 5.7. ХИМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ СВЕТА. ФОТОГРАФИЯ

Отдельные молекулы поглощают световую энергию порциями — квантами $h\nu$. В случае видимого и ультрафиолетового излучений эта энергия достаточна для расщепления многих молекул. В этом проявляется химическое действие света.

Любое превращение молекул есть химический процесс. Часто после расщепления молекул светом начинается целая цепочка химических превращений. Выцветание тканей на солнце и образование загара — это примеры химического воздействия света.

Важнейшие химические реакции под действием света происходят в зелёных листьях деревьев и траве, в иглах хвои и во многих микроорганизмах. В зелёном листе под действием солнца происходят необходимые для всей жизни на Земле процессы. Они дают нам пищу, они же дают нам кислород для дыхания.

Листья поглощают из воздуха углекислый газ и расщепляют его молекулы на составные части: углерод и кислород. Происходит это, как установил русский биолог К. А. Тимирязев, в молекулах хлорофилла под действием красных лучей солнечного спектра. Пристраивая к углеродной цепочке атомы других элементов, извлекаемых корнями из земли, растения строят молекулы белков, жиров и углеводов — пищу для нас и животных.

Всё это происходит за счёт энергии солнечных лучей. Причём здесь особенно важна не только сама энергия, а та форма, в которой она поступает. *Фотосинтез* (так называют этот процесс) может протекать только под действием света определённого спектрального состава.

Механизм фотосинтеза ещё не выяснен до конца. Когда это случится, для человечества, возможно, наступит новая эра. Белки и другие сложные органические вещества можно будет изготовлять на фабриках под голубым небосводом.

Химическое действие света лежит в основе *фотографии*.

Фотография

Чувствительный слой фотопластинки* состоит из маленьких кристалликов бромида серебра ($AgBr$), вкраплённых в желатин. Попадание световых квантов в кристаллик приводит к отрыву электронов от отдельных ионов брома. Эти

* В настоящее время в основном применяются фотоаппараты, в которых для записи изображения вместо светочувствительного материала используется полупроводниковая фотоматрица и цифровое запоминающее устройство. Однако многие производители фотокиноматериалов продолжают выпускать небольшой ассортимент фотопластинок, предназначенных для прикладной фотографии.

электроны захватываются ионами серебра, и в кристаллике образуется небольшое количество нейтральных атомов серебра. Однако количество металлического серебра, выделившегося за счёт этого процесса, мало.

Действительно, можно заметить, что фотопластинка (или фотоплёнка) с течением времени на свету чернеет, но довольно незначительно. Это почернение вызвано образованием металлического серебра. Полученное на фотопластинке под действием света изображение объекта называют *скрытым*.

При обработке пластинки первая операция состоит в проявлении. Пластинка погружается в раствор гидрохинона, метола или других веществ, под действием которых во всём кристаллике бромида серебра, подвергшегося воздействию света, происходит выделение металлического серебра. На пластинке получается негативное изображение объекта, в котором место светлых участков занимают тёмные, и наоборот.

Следующая операция — *закрепление* — состоит в том, что оставшиеся кристаллики бромида серебра растворяются и вымываются. Благодаря этому пластинка становится нечувствительной к свету. Для закрепления погружают пластинку в раствор гипосульфита. После промывания в воде негатив готов.

Накладывая его на фотобумагу, т. е. на обычную бумагу с нанесённым на неё светочувствительным слоем, получают после освещения и аналогичной химической обработки позитивное изображение. На позитиве уже правильно (без обращения) передаётся распределение светлых и тёмных тонов.

Фотография весьма точно и на долгое время способна зафиксировать события, неотвратимо уходящие всё далее и далее в прошлое. Большое значение имеет фотография для науки. Такие быстрые процессы, как, например, молния, можно запечатлеть на фотографии и в дальнейшем детально изучить.

Объекты, посылающие столь слабый свет, что они не различимы глазом, могут быть зафиксированы на фотопластинке при достаточно большой выдержке, т. е. большом времени освещения пластинки. Именно поэтому такие очень удалённые от нас объекты, как галактики, изучаются по фотографиям.

Современная техника позволяет фотографировать не только при видимом свете, но и в темноте при инфракрасных лучах.

§ 5.8. ЗАПИСЬ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЗВУКА В КИНО

В начале XX в. кино было немым: на экране люди двигались, шевелили губами, но вместо живой человеческой речи зрителям приходилось довольствоваться чтением пояснительного текста. Кино много выиграло, когда одновременно с показом фильма стал слышен разговор героев, свист ветра, грохот битвы и т. д. Всё это оказалось возможным благодаря записи звука оптическим методом и воспроизведению его с помощью фотоэлементов.

Если вы посмотрите на кусок киноленты, то с одного её края увидите так называемую *звуковую дорожку*. Звук записан в виде тёмной полоски переменной ширины. Это «фотография звука».

Модуляция светового потока при звукозаписи осуществляется различными способами. Схема одного из способов представлена на рисунке 5.14. Луч света от источника *1* проходит через конденсор *2* и попадает на отверстие клиновидной формы — маску *3*. Отразившись от зеркальца *5*, свет проходит сквозь узкую щель *6*. Линза *4* проецирует изображение маски на экран со щелью, а линза *7* проецирует изображение щели на киноплёнку *8*.

Зеркало *5* укреплено на горизонтальной оси. На той же оси укреплена рамка с обмоткой, находящейся в магнитном поле постоянного магнита (как в гальванометре).

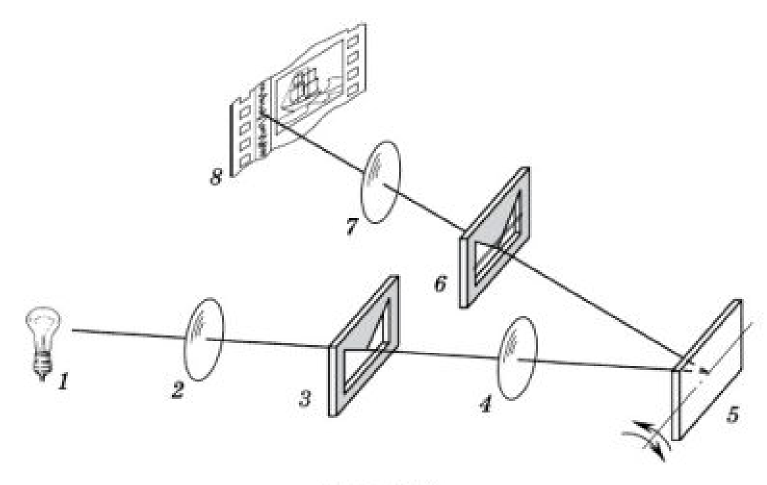


Рис. 5.14

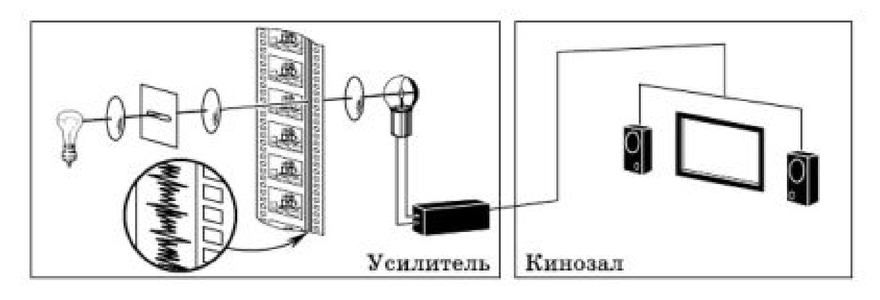


Рис. 5.15

Переменный ток звуковой частоты после усиления попадает на обмотку рамки и вызывает колебания зеркальца вокруг горизонтальной оси. В результате изображение маски перемещается и ширина освещённого участка щели *6* меняется в такт с изменением силы тока. Соответственно меняется и ширина светлой полоски на плёнке. После проявления получается негативное «изображение» звука. Позитивное «изображение» имеет вид тёмной полоски переменной ширины.

Фотоэлемент совершает обратное преобразование «фотографии звука» в сам звук. Происходит это так. В кинопроекторе звуковая дорожка освещается узким пучком света. Пройдя сквозь неё, луч падает на фотоэлемент (рис. 5.15). При этом световой поток, попадающий на фотоэлемент, непрерывно изменяется. Поэтому в цепи фотоэлемента сила тока также меняется. Колебания силы тока сначала усиливаются до необходимой мощности, а затем уже поступают в динамики. Здесь колебания электрического тока снова превращаются в звук.

? **1.** Может ли быть равновесным излучение, возникающее за счёт химических реакций?

2.° Солнечные лучи, падающие на поверхность Земли, должны вызывать фотоэффект. Означает ли это, что заряд земного шара положителен?

3. Почему изменение длины волны электромагнитного излучения при рассеянии на свободных электронах (эффект Комптона) заметно лишь при больших частотах волн?

4. В каком случае давление света больше: при падении его на зеркальную поверхность или на чёрную?

§ 5.9. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

В задачах этой главы используется представление о световых квантах — фотонах. Энергия фотона $E = \hbar\omega$, а импульс $p = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \hbar k$. Далее применяются законы сохранения энергии и импульса. В задачах на фотоэффект применяется уравнение Эйнштейна $h\nu = \frac{mv^2}{2} + A$. Изменение длины волны при рассеянии фотонов большой энергии на свободных электронах даётся формулой Комптона: $\Delta\lambda = 2\lambda_к \sin^2\frac{\theta}{2}$, где θ — угол рассеяния, а $\lambda_к = \frac{2\pi\hbar}{m_0 c}$ — комптоновская длина волны электрона.

Обратите внимание на задачу 5, в которой выводится формула для давления света на основе представления о фотонах: $p = w = \frac{I}{c}$, где w — плотность энергии, а I — интенсивность излучения.

Задача 1

Какова минимальная длина волны непрерывного спектра рентгеновского излучения, если рентгеновская трубка работает под напряжением $U = 20$ кВ?

Решение. Искомую длину волны найдём из формулы

$$\lambda = \frac{c}{\nu}. \qquad (5.9.1)$$

Согласно формуле Планка энергия фотона рентгеновского излучения

$$E = h\nu, \qquad (5.9.2)$$

где $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка.

Согласно (5.9.1) и (5.9.2) длина волны

$$\lambda = \frac{ch}{E}.$$

Максимальная энергия кванта рентгеновского излучения равна кинетической энергии, приобретённой электроном в рентгеновской трубке:

$$E = eU.$$

Следовательно, минимальная длина волны рентгеновских лучей

$$\lambda = \frac{ch}{eU} = 6{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

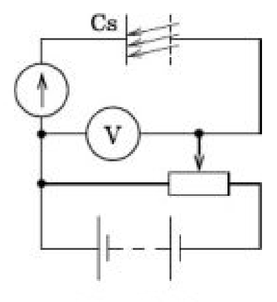


Рис. 5.16

Задача 2

Определение зависимости запирающего напряжения фототока (напряжения, при котором фототок прекращается) от длины волны света, падающего на цезиевую пластину, выполняется по схеме, изображённой на рисунке 5.16. При освещении светом с длиной волны $\lambda_1 = 0{,}40$ мкм запирающее напряжение составляло $U_1 = 1{,}19$ В, при $\lambda_2 = 0{,}50$ мкм $U_2 = 0{,}57$ В. Определите по результатам этого опыта красную границу фотоэффекта для цезия и постоянную Планка.

Решение. Согласно уравнению Эйнштейна

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}. \qquad (5.9.3)$$

Уравнению (5.9.3) можно придать другой вид, выразив частоту ν через длину волны λ $\left(\nu = \frac{c}{\lambda}\right)$, работу выхода A — через красную границу фотоэффекта ($A = h\nu_{\min}$) и кинетическую энергию фотоэлектрона — через запирающее напряжение U $\left(\frac{mv^2}{2} = eU\right)$. Тогда для двух условий опыта получим уравнения:

$$\frac{hc}{\lambda_1} = h\nu_{\min} + eU_1,$$

$$\frac{hc}{\lambda_2} = h\nu_{\min} + eU_2. \qquad (5.9.4)$$

Решая полученную систему уравнений, найдём:

$$h = \frac{e}{c}\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}(U_1 - U_2) \approx 6{,}6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с},$$

$$\lambda_{\max} = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 U_1 - \lambda_2 U_2}(U_1 - U_2) \approx 0{,}65 \text{ мкм.}$$

Задача 3

Красная граница фотоэффекта для вольфрама равна $\lambda_{max} = 2{,}75 \cdot 10^{-7}$ м. Найдите: а) работу выхода электрона из вольфрама; б) наибольшую скорость электронов, вырываемых из вольфрама светом с длиной волны $\lambda = 0{,}18$ мкм; в) наибольшую энергию этих электронов.

Решение. а) Работа выхода вычисляется по формуле

$$A = h\nu_{min} = \frac{hc}{\lambda_{max}} = 7{,}2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

б) Согласно уравнению Эйнштейна для фотоэффекта с учётом соотношения $\nu = \frac{c}{\lambda}$, имеем:

$$\frac{hc}{\lambda} = A + \frac{mv^2}{2}.$$

Отсюда

$$v = \sqrt{\frac{2}{m}\left(\frac{hc}{\lambda} - A\right)} \approx 9{,}1 \cdot 10^5 \text{ м/с}.$$

в) Максимальная энергия фотоэлектрона равна:

$$E = \frac{mv^2}{2} = 3{,}8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Задача 4

Определите энергию, которую рентгеновский фотон передаёт неподвижному электрону при их столкновении, если начальная энергия фотона $E = 10$ кэВ, угол рассеяния фотона $\theta = 60°$.

Решение. Изменение длины волны при эффекте Комптона

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda = 2\lambda_{к}\sin^2\frac{\theta}{2}, \tag{5.9.5}$$

где $\lambda_{к} = \frac{h}{m_0 c}$ — комптоновская длина волны (здесь m_0 — масса покоя электрона).

Длина волны фотона до столкновения $\lambda = \frac{hc}{E}$, после столкновения $\lambda_1 = \frac{hc}{E_1}$, где E_1 — энергия фотона после столкновения с электроном.

Подставляя значения λ, λ_1 и $\lambda_к$ в уравнение (5.9.5), получим:

$$\frac{hc}{E_1} - \frac{hc}{E} = \frac{2h}{m_0 c}\sin^2\frac{\theta}{2},$$

или

$$\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E} = \frac{2}{E_0}\sin^2\frac{\theta}{2}. \qquad (5.9.6)$$

Из уравнения (5.9.6) найдём изменение энергии фотона:

$$\Delta E = E_1 - E = -\frac{2E^2\sin^2\frac{\theta}{2}}{E_0 + 2E\sin^2\frac{\theta}{2}}.$$

Учитывая, что энергия покоя электрона $E_0 = 511$ кэВ, получим

$$|\Delta E| \approx 0{,}1 \text{ кэВ}.$$

Задача 5

Используя представления о фотонах, докажите, что давление света на абсолютно чёрную поверхность $p = w = \frac{I}{c}$, где w — плотность энергии излучения, а I — интенсивность излучения. Поверхность перпендикулярна падающим лучам.

Решение. При поглощении фотонов они передают свой импульс телу. Изменение импульса тела за время Δt при падении светового пучка на поверхность площадью S равно:

$$\Delta P = N\frac{\hbar\omega}{c}Sc\Delta t = N\hbar\omega S\Delta t,$$

где N — число фотонов в единице объёма, а $\frac{\hbar\omega}{c}$ — импульс одного фотона.

Согласно второму закону Ньютона импульс силы, действующей на тело, равен изменению импульса тела:

$$F\Delta t = \Delta P = N\hbar\omega S\Delta t.$$

Отсюда давление

$$p = \frac{F}{S} = N\hbar\omega = w,$$

так как $N\hbar\omega$ — энергия фотонов, находящихся в единице объёма.

Интенсивность излучения $I = wc$. Поэтому давление света

$$p = w = \frac{I}{c}. \qquad (5.9.7)$$

Упражнение 7

1. Определите скорость электронов, образующихся при фотоионизации атомов водорода электромагнитным излучением с длиной волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-8}$ м. Энергия ионизации атома водорода 13,5 эВ. Кинетической энергией протона можно пренебречь.

2. Какое количество фотонов с длиной волны $\lambda = 600$ нм имеет световой пучок с суммарным импульсом, равным среднему импульсу теплового движения атомов гелия при температуре $T = 300$ К?

3. Определите абсолютный показатель преломления среды n, в которой свет с энергией фотонов $E = 4{,}4 \cdot 10^{-19}$ Дж имеет длину волны $\lambda = 3 \cdot 10^{-7}$ м.

4. Рентгеновская трубка, работающая при напряжении $U = 50$ кВ и силе тока $I = 2$ мА, излучает $N = 5 \cdot 10^{13}$ фотонов в секунду. Считая среднюю длину волны излучения $\lambda = 0{,}1$ нм, найдите КПД трубки, т. е. отношение мощности рентгеновского излучения к мощности, потребляемой трубкой.

5. Докажите, что свободный электрон не может поглотить фотон.

6. Тренированный глаз, длительно находящийся в темноте, воспринимает свет с длиной волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м при мощности не менее $2{,}1 \cdot 10^{-17}$ Вт. Сколько фотонов в секунду попадает на сетчатку?

7. Найдите красную границу фотоэффекта для фотоэлемента, катод которого изготовлен из сплава платины и цезия. Работа выхода $A = 2{,}24 \cdot 10^{-19}$ Дж.

8. Определите наибольшую скорость электрона, вылетевшего из металла цезия при освещении его светом с длиной волны $\lambda = 400$ нм, если работа выхода электрона из цезия $A = 1{,}9$ эВ.

9. Как найти заряд электрона, если известны частота излучения ν, вызывающего фотоэффект, красная граница фотоэффекта ν_{min} и запирающее напряжение U?

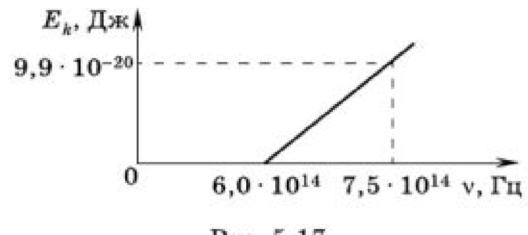


Рис. 5.17

10. На металлическую пластинку падает свет с длиной волны $\lambda = 0{,}4$ мкм. Фототок прекращается при задерживающей разности потенциалов $U = 0{,}95$ В. Определите красную границу фотоэффекта для данного металла.

11. На рисунке 5.17 приведён график зависимости кинетической энергии E_k электронов, вылетающих с поверхности бария при фотоэффекте, от частоты ν облучающего света. Используя график, вычислите постоянную Планка и работу выхода электронов из бария.

12. Рентгеновский фотон обладает энергией E. После столкновения с электроном энергия фотона уменьшилась до E_1. Определите угол θ рассеяния фотона.

13. На поверхность площадью $S = 100$ см^2 ежеминутно падает $W = 63$ Дж световой энергии. Найдите световое давление в случаях, когда поверхность: а) полностью отражает все лучи; б) полностью поглощает все лучи.

14. Оцените размер частицы, если для неё сила светового давления от Солнца уравновешивает силу гравитационного притяжения. Частицу считать абсолютно чёрной, плотность её принять равной $\rho = 2 \cdot 10^3$ кг/м^3, солнечная постоянная (энергия, поступающая от Солнца на квадратный метр земной поверхности в секунду) $I_С = 1{,}36$ кВт/м^2. Расстояние от Земли до Солнца $R = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ м.

---

1. Каким образом осуществляется развитие физической науки? Проведите обоснование на основе появления квантовой физики.
2. Подготовьте дискуссию «Один в поле не воин или один в поле воин?!» (на примере учёных-исследователей, внёсших вклад в открытие фотоэффекта).
3. Подготовьте реферат на тему «Экспериментальные исследования, позволившие сформулировать законы фотоэффекта».

4. Напишите эссе и подготовьте фотовыставку «Альберт Эйнштейн: нобелевский лауреат и человек».

5. Подготовьте презентацию «Применение фотоэффекта».

6. Подготовьте фотоальбом «Химическое действие света».

7. Подготовьте аналитический обзор «Фотография: история появления, механизмы получения, способы обработки».

8. Напишите эссе «Жизнь под объективом фотокамер».

9. Смонтируйте фильм «От немого кино к цифровому кинематографу».

Глава 6

АТОМНАЯ ФИЗИКА. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ

Открытие сложного строения атома — важнейший этап становления современной физики, наложивший отпечаток на всё её дальнейшее развитие. В процессе создания количественной теории строения атома, позволившей объяснить атомные спектры, были открыты новые законы движения микрочастиц — законы квантовой механики.

§ 6.1. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Атомы, как вы знаете, излучают строго определённый набор длин волн. Каковы же эти длины?

Оказывается, имеются определённые закономерности в значениях длин волн линейчатых спектров. Впервые простая эмпирическая формула, дающая возможность вычислить длины волн или частоты света, испускаемого простейшим атомом — атомом водорода, была найдена швейцарским учителем Я. Бальмером ещё в 1885 г. Все частоты видимой части спектра излучения водорода удовлетворяют очень простому соотношению:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right), \qquad (6.1.1)$$

где $k = 3$, 4, 5 и 6, R — постоянная величина.

Эта формула выполняется с огромной точностью, поэтому можно думать, что она выражает некоторую внутреннюю закономерность, присущую излучающим атомам. Самый удивительный и неожиданный факт состоит в том, что частоты световых колебаний, соответствующие линиям видимой части спектра водорода, определяются последовательными целыми числами k.

Все видимые спектральные линии водорода представляют собой серию. Разные линии соответствуют различным целочисленным значениям k. Эта серия получила название **серии Бальмера.**

Впоследствии были найдены аналогичные серии для ультрафиолетового и инфракрасного излучения водорода. Все линии спектра водорода можно выразить одной формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right), \qquad (6.1.2)$$

где n и k — целые числа, причём $k > n$.

У других атомов закономерности, которым подчиняются спектральные наборы частот, более сложны, но всем им присуща общая черта. Частота всегда может быть представлена в виде разности двух членов — *термов* (от английского слова). Различные термы можно попарно комбинировать друг с другом, и каждый раз будут получаться частоты спектральных линий, наблюдаемые экспериментально.

Сразу же возникает вопрос: каков механизм движения электронов в атомах, приводящий к данным простым спектральным закономерностям?

Видимо, серия спектральных линий должна вызываться каким-то одним общим механизмом. По теории Максвелла частота колебаний излучённых волн должна совпадать с частотой колебаний электрона в атоме. Но как объяснить наличие очень большого числа спектральных линий? Каким образом один электрон может иметь большое число собственных частот колебаний? Макроскопические колебательные системы (например, струна) обладают, правда, набором собственных частот колебаний, но у них наряду с основной частотой имеются обертоны с частотами, кратными основной. В случае же светового излучения нет ничего подобного.

Объяснить линейчатый спектр излучения можно, только зная строение атома. В частности, простейшего атома — атома водорода.

§ 6.2. СТРОЕНИЕ АТОМА. МОДЕЛЬ ТОМСОНА

О строении атома вам уже неоднократно приходилось слышать. Открытие сложного строения атома — важнейший этап становления современной физики, наложивший отпечаток на всё её дальнейшее развитие. Сначала мы познакомимся с началами количественной теории строения атома, позволившей объяснить атомные спектры. В процессе создания этой теории были открыты новые законы движения микрочастиц — законы квантовой механики.

Не сразу учёные пришли к правильным представлениям о строении атома, после того как поняли, что он имеет сложную внутреннюю структуру. Первая модель атома была предложена знаменитым английским физиком Дж. Дж. Томсоном, открывшим электрон. По мысли Томсона, положительный заряд атома занимает весь объём атома и распределён в этом объёме с постоянной плотностью. Простейший атом — атом водорода — представляет собой положительно заряженную сферу радиусом около 10^{-8} см, внутри которой находится электрон (рис. 6.1). В невозбуждённом атоме электрон покоится в центре сферы.

У более сложных атомов в положительно заряженной сфере находится несколько электронов, так что атом подобен кексу, в котором роль изюминок играют электроны.

Модель Томсона способна объяснить излучение атомом электромагнитных волн определённой частоты колеблющимися электронами, выведенными из положения равновесия. Но эта модель не объясняет излучение большого числа спектральных линий и не позволяет объяснить спектральные закономерности, найденные эмпирически. Немаловажно и то, что модель Томсона не даёт возможности понять, что определяет размеры атомов.

Главный же факт, заставивший отказаться от модели Томсона, состоял в том, что она оказалась в полном противоречии с опытами по исследованию распределения положительного заряда в атоме. Эти опыты, произведённые впервые великим английским физиком Эрнестом Резерфордом, сыграли ключевую роль в создании и развитии атомной физики.

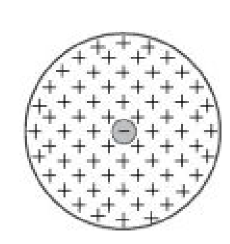


Рис. 6.1

§ 6.3. ОПЫТЫ РЕЗЕРФОРДА

Масса электронов в несколько тысяч раз меньше массы атомов. Так как атом в целом нейтрален, то, следовательно, основная масса атома приходится на его положительно заряженную часть.

Опыты Резерфорда

Для экспериментального исследования распределения положительного заряда, а значит, и массы внутри атома великий английский физик Эрнест Резерфорд (1871—1937) предложил в 1906 г. применить зондирование атома с помощью α-частиц. Эти частицы возникают при распаде радия и некоторых других элементов. Их масса примерно в 8000 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен по модулю удвоенному заряду электрона. Это не что иное, как полностью ионизированные атомы гелия. Скорость α-частиц очень велика: она составляет 1/15 скорости света.

Этими частицами Резерфорд бомбардировал атомы тяжёлых элементов. Электроны вследствие своей малой массы не могут заметно изменить траекторию α-частицы, подобно тому как камушек в несколько десятков граммов при столкновении с автомобилем не в состоянии заметно изменить его скорость.

Рассеяние (изменение направления движения) α-частиц может вызвать только положительно заряженная массивная часть атома. Таким образом, по рассеянию α-частиц можно определить характер распределения положительного заряда и массы внутри атома. Схема опытов Резерфорда показана на рисунке 6.2. Испускаемый радиоактивным препаратом *1* пучок α-частиц выделялся диафрагмой *2* и после этого падал на тонкую фольгу *3* из исследуемого материала (золото, медь и др.). После рассеяния α-частицы попадали на экран *4*, покрытый сульфидом цинка. Столкновение каждой частицы с экраном сопровождалось вспышкой света (сцинтилляцией), которую можно было наблюдать в микроскоп *5*.

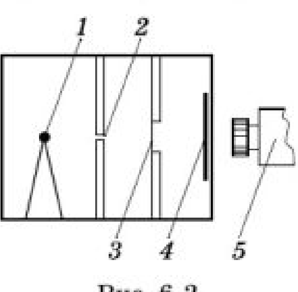


Рис. 6.2

При хорошем вакууме внутри прибора в отсутствие фольги на экране возникала полоска света, состоящая из сцинтилляций, вызванных тонким пучком α-частиц. Но когда на пути пучка помещалась фольга,

α-частицы из-за рассеяния распределялись на большей площади.

Модифицируя экспериментальную установку, Резерфорд попытался обнаружить отклонение α-частиц на большие углы. Совершенно неожиданно оказалось, что небольшое число α-частиц (примерно одна из двух тысяч) отклонилось на углы, бо́льшие 90°. Позднее Резерфорд признался, что, предложив своим ученикам эксперимент по наблюдению рассеяния α-частиц на большие углы, он сам не верил в положительный результат. «Это почти столь же невероятно, — говорил Резерфорд, — как если бы вы выстрелили 15-дюймовым снарядом в кусок тонкой бумаги, а снаряд возвратился бы к вам и нанёс вам удар».

В самом деле, предвидеть этот результат с помощью модели Томсона было нельзя. Положительный заряд, распределённый по объёму всего атома, не может создать достаточно сильное электрическое поле, способное отбросить α-частицу назад. Максимальная сила отталкивания определяется по закону Кулона (в абсолютной системе единиц):

$$F_{\max} = \frac{q_\alpha q}{R^2},$$

где q_α — заряд α-частицы, q — положительный заряд атома, R — его радиус. Напряжённость электрического поля равномерно заряженного шара максимальна на поверхности шара и убывает до нуля по мере приближения к центру. Поэтому чем меньше радиус R, тем больше сила, отталкивающая α-частицы.

Чтобы положительный заряд атома мог отбросить α-частицу назад, потенциальная энергия кулоновского отталкивания у границы положительного заряда атома должна равняться кинетической энергии α-частицы:

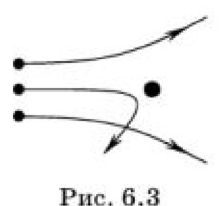
$$\frac{q_\alpha q}{R} = \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2}.$$

Если считать, что $R = 10^{-8}$ см (размер атома), то из этого равенства получается, что значение заряда должно почти в 100 000 раз превышать заряд электрона*. Но нельзя допустить, что столь большой положительный заряд имеется внутри атома. Ведь тогда и число электронов, нейтрализующих положительный заряд, должно быть столь же огромным. Масса такого количества электронов в тысячи раз превышала бы массу всего атома.

---

* Проделайте сами этот расчёт; q_α, R, m_α, v_α известны из текста.

Определение размеров атомного ядра


Рис. 6.3

Очевидно, что α-частица могла быть отброшена назад лишь в том случае, если положительный заряд атома и его масса сконцентрированы в очень малой области пространства. Так **Резерфорд пришёл к идее атомного ядра — тела малых размеров, в котором сконцентрированы почти вся масса и весь положительный заряд атома**. На рисунке 6.3 показаны траектории α-частиц, пролетающих на различных расстояниях от ядра.

Подсчитывая число α-частиц, рассеянных на различные углы, Резерфорд смог оценить размеры ядра. Оказалось, что ядро имеет диаметр порядка 10^{-12}—10^{-13} см (у разных ядер диаметры различны). Впоследствии удалось определить и заряд ядра. При условии, что заряд электрона принят за единицу, заряд ядра в точности равен порядковому номеру данного химического элемента в таблице Менделеева.

§ 6.4. ПЛАНЕТАРНАЯ МОДЕЛЬ АТОМА

Из опытов Резерфорда непосредственно вытекает планетарная модель атома.

В центре атома расположено положительно заряженное атомное ядро, в котором сосредоточена почти вся масса атома. В целом атом нейтрален. Поэтому число внутриатомных электронов, как и заряд ядра, равно порядковому номеру элемента в Периодической системе. Ясно, что покоиться электроны внутри атома не могут, так как они упали бы на ядро. Они движутся вокруг ядра, подобно тому как планеты обращаются вокруг Солнца. Такой характер движения электронов определяется действием кулоновских сил со стороны ядра.

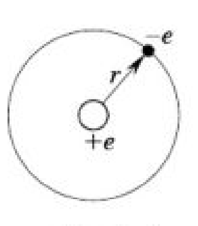


Рис. 6.4

В атоме водорода вокруг ядра обращается всего лишь один электрон. Ядро атома водорода имеет положительный заряд, равный по модулю заряду электрона, и массу, примерно в 1836,1 раза большую массы электрона. Это ядро было названо **протоном** и стало рассматриваться как элементарная частица. Размер атома — это радиус орбиты его электрона (рис. 6.4).

Простая и наглядная планетарная модель атома имеет прямое экспериментальное обоснование. Она кажется совершенно необходимой для объяснения опытов по рассеянию α-частиц. Но на основе этой модели нельзя объяснить факт существования атома, его устойчивость. Ведь движение электронов по орбитам происходит с ускорением, причём весьма немалым. Ускоренно движущийся заряд по законам электродинамики Максвелла должен излучать электромагнитные волны с частотой, равной частоте его обращения. Излучение сопровождается потерей энергии. Теряя энергию, электроны должны приближаться к ядру, подобно тому как спутник приближается к Земле при торможении в верхних слоях атмосферы. Как показывают строгие расчёты, основанные на механике Ньютона и электродинамике Максвелла, электрон за ничтожное время (порядка 10^{-8} с) должен упасть на ядро. Атом должен прекратить своё существование.

В действительности ничего подобного не происходит. Атомы устойчивы и в невозбуждённом состоянии могут существовать неограниченно долго, совершенно не излучая электромагнитные волны.

Не согласующийся с опытом вывод о неизбежной гибели атома вследствие потери энергии на излучение — это результат применения законов классической физики к явлениям, происходящим внутри атома. Отсюда следует, что к явлениям атомных масштабов законы классической физики неприменимы.

? Какие теоретические рассуждения и эксперименты привели к оценке размеров ядра и определению его заряда?

§ 6.5. ПОСТУЛАТЫ БОРА

Выход из крайне затруднительного положения в теории атома был найден в 1913 г. великим датским физиком Нильсом Бором (1885—1962) на пути дальнейшего развития квантовых представлений о процессах в природе. Эйнштейн оценивал проделанную Бором работу «как высшую музыкальность в области мысли», всегда его поражавшую. Основываясь на разрозненных опытных фактах, Бор с помощью гениальной интуиции правильно предугадал существо дела.

Последовательной теории атома Бор, однако, не дал. Он в виде постулатов сформулировал основные положения новой теории. Причём и законы классической физики не отвергались им безоговорочно. Новые постулаты скорее налагали лишь некоторые ограничения на допускаемые классической физикой движения.

Успех теории Бора был тем не менее поразительным, и всем учёным стало ясно, что Бор нашёл правильный путь развития теории. Этот путь привёл впоследствии к созданию стройной теории движения микрочастиц — квантовой механики.

Первый постулат Бора гласит: **атомная система может находиться только в особых стационарных, или квантовых, состояниях, каждому из которых соответствует определённая энергия E_n. В стационарном состоянии атом не излучает.**

Этот постулат находится в явном противоречии с классической механикой, согласно которой энергия движущихся электронов может быть любой. Противоречит он и электродинамике Максвелла, так как допускает возможность ускоренного движения электронов без излучения электромагнитных волн.

Согласно второму постулату Бора, **излучение света происходит при переходе атома из стационарного состояния с большей энергией E_k в стационарное состояние с меньшей энергией E_n. Энергия излучённого фотона равна разности энергий стационарных состояний:**

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n. \qquad (6.5.1)$$

Отсюда можно частоту излучения выразить так:

$$\nu_{kn} = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{E_k}{h} - \frac{E_n}{h}. \qquad (6.5.2)$$

При поглощении света атом переходит из стационарного состояния с меньшей энергией в стационарное состояние с большей энергией.

Второй постулат противоречит электродинамике Максвелла, так как, согласно этому постулату, частота излучённого света свидетельствует не об особенностях движения электрона, а лишь об изменении энергии атома.

§ 6.6. МОДЕЛЬ АТОМА ВОДОРОДА ПО БОРУ

Свои постулаты Бор применил для построения теории простейшей атомной системы — атома водорода.

Основная задача состояла в нахождении частот электромагнитных волн, излучаемых водородом. Эти частоты можно найти на основе второго постулата, если располагать правилом определения стационарных значений энергии атома. Это правило Бору опять-таки пришлось постулировать.

Энергия атома

Бор рассматривал простейшие круговые орбиты. Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром в абсолютной системе единиц определяется формулой

$$W_p = -\frac{e^2}{r},$$

где e — модуль заряда электрона, а r — расстояние от электрона до ядра. Произвольная постоянная, с точностью до которой определяется потенциальная энергия, здесь принята равной нулю. Потенциальная энергия отрицательна, так как взаимодействующие частицы имеют заряды противоположных знаков.

Полная энергия E атома, согласно механике Ньютона, равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{r}. \qquad (6.6.1)$$

Между скоростью электрона и радиусом его орбиты существует связь, вытекающая из второго закона Ньютона. Центростремительное ускорение $\frac{v^2}{r}$ сообщает электрону на орбите кулоновская сила. Поэтому

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}$$

или

$$mrv^2 = e^2. \qquad (6.6.2)$$

Подставляя значение скорости, найденное из этого соотношения, в формулу (6.6.1), получим

$$E = -\frac{e^2}{2r}. \qquad (6.6.3)$$

По классической механике радиус орбиты может принимать любые значения. Следовательно, любые значения может принимать и энергия.

Правило квантования

По первому постулату Бора энергия может принимать только определённые значения E_n. Поэтому согласно (6.6.3) и радиусы орбит в атоме водорода не могут быть произвольными. Правило квантования Бора устанавливает возможные радиусы орбит и соответственно возможные значения энергии в атоме.

При движении электрона по круговой орбите модуль его импульса mv и радиус орбиты r остаются неизменными. Следовательно, постоянной будет и величина mvr. В механике эта величина называется **моментом импульса**. Бор обратил внимание на то, что наименование постоянной Планка совпадает с наименованием единицы момента импульса:

$$\text{Дж} \cdot \text{с} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}} \cdot \text{м}.$$

Будучи уверенным в том, что постоянная $\hbar$ должна играть основную роль в теории атома, Бор предположил, что произведение модуля импульса на радиус орбиты кратно постоянной Планка $\hbar$:

$$mvr = n\hbar, \qquad (6.6.4)$$

где $n = 1, 2, 3, \ldots$. Это и есть *правило квантования.*

Радиусы орбит

С помощью правила квантования можно исключить скорость из формулы (6.6.2) и получить выражение для возможных радиусов орбит:

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{me^2}. \qquad (6.6.5)$$

Радиусы боровских орбит меняются дискретно с изменением числа n (рис. 6.5). Постоянная Планка, масса и заряд электрона определяют возможные значения электронных орбит. Учитывая, что масса электрона $m = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ г, находим наименьший радиус орбиты:

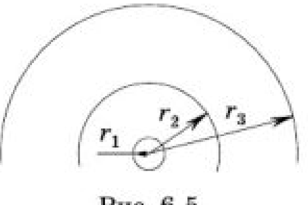


Рис. 6.5

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 5 \cdot 10^{-9}\ \text{см}. \qquad (6.6.6)$$

Это и есть радиус атома. Теория Бора даёт для него правильное значение. Размеры атома определяются квантовыми законами (радиус пропорционален квадрату постоянной Планка). Классическая теория не может объяснить, почему атом имеет размеры порядка 10^{-8} см.

Энергия стационарных состояний

Подставляя выражение (6.6.5) для радиусов орбит в формулу (6.6.3), получим дискретные (прерывные) значения энергий стационарных состояний атома (энергетические уровни):

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}. \qquad (6.6.7)$$

На рисунке 6.6, *а*, *б* эти значения энергий отложены на вертикальных осях. В низшем энергетическом состоянии ($n = 1$)

$$E_1 = -\frac{me^4}{2\hbar^2} = -2{,}18 \cdot 10^{-18}\ \text{Дж} =$$

$$= -13{,}6\ \text{эВ}. \qquad (6.6.8)$$

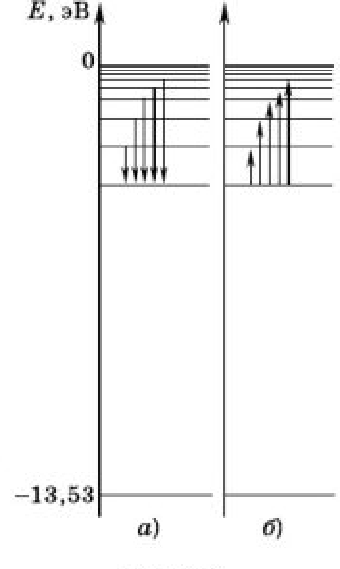


Рис. 6.6

В этом состоянии атом может находиться сколь угодно долго. Для того чтобы ионизовать атом водорода, ему нужно сообщить энергию 13,6 эВ. Эта энергия называется **энергией ионизации**.

Все состояния с $n = 2, 3, 4, \ldots$ соответствуют возбуждённому атому. Время жизни в этих состояниях имеет порядок 10^{-8} с. За это время электрон успевает совершить около 100 млн оборотов вокруг ядра.

Излучение света

Согласно второму постулату Бора возможные частоты излучения атома водорода определяются формулой

$$\nu_{kn} = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right) = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right), \qquad (6.6.9)$$

где $R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3}$ — постоянная величина, определяемая через постоянную Планка, массу и заряд электрона.

Теория Бора приводит к количественному согласию с экспериментом для значений частот, излучаемых атомом водорода. Все частоты излучений атома водорода образуют ряд серий, каждой из которых соответствуют определённое значение числа n и различные значения числа $k > n$.

Излучение частот данной серии происходит при переходах с высших энергетических уровней на один из низших. Переходы в первое возбуждённое состояние (на второй энергетический уровень) с верхних уровней образуют **серию Бальмера**. На рисунке 6.6, *а* эти переходы изображены стрелками. Красная, зелёная и две синие линии в видимой части спектра водорода (см. рис. III, 3 на форзаце) соответствуют переходам

$$E_3 \longrightarrow E_2,\ E_4 \longrightarrow E_2,\ E_5 \longrightarrow E_2 \text{ и } E_6 \longrightarrow E_2.$$

Поглощение света

Поглощение света — процесс, обратный излучению. Атом, поглощая свет, переходит из низших энергетических состояний в высшие. При этом он поглощает излучение той же самой частоты, которую излучает, переходя из высших энергетических состояний в низшие. На рисунке 6.6, *б* стрелками изображены переходы атома из одних состояний в другие с поглощением света.

§ 6.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Успехи теории атома водорода были получены ценой отказа от фундаментальных положений классической механики, которая на протяжении более 200 лет считалась безусловно справедливой. Поэтому большое значение имело прямое экспериментальное доказательство справедливости постулатов Бора, особенно первого постулата о существовании стационарных состояний. Второй постулат можно рассматривать как следствие закона сохранения энергии и гипотезы о реальности фотонов.

Существование стационарных состояний было доказано в опытах немецких физиков Д. Франка и Г. Герца в 1913 г. Идея опытов такова: для обнаружения стационарных состояний нужно исследовать поведение атома при передаче ему определённых количеств энергии. Если стационарных состояний нет, т. е. если внутренняя энергия атома может принимать любые значения, то, передавая атому некоторую энергию, мы обязательно возбудим атом, т. е. увеличим его внутреннюю энергию. Если же стационарные состояния есть, то для увеличения внутренней энергии ему нужно передать энергию, превышающую разность энергий двух низших стационарных состояний. При передаче меньшей энергии атом не возбуждается, и передаваемая ему энергия увеличивает лишь кинетическую энергию атома как целого.

Проще всего передавать атомам определённую энергию, бомбардируя их электронами, ускоренными электрическим полем. Пройдя разность потенциалов U, электрон приобретает кинетическую энергию

$$\frac{mv^2}{2} = eU.$$

Схема экспериментальной установки Франка и Герца показана на рисунке 6.7. Стеклянный сосуд с тремя электродами заполнен парами ртути при низком давлении. Батарея $G1$ создаёт ускоряющее электрическое поле. Напряжение U между катодом K и сеткой C можно регулировать с помощью потенциометра. Между сеткой и анодом с помощью батареи $G2$ создаётся слабое задерживающее поле с напряжением около 0,5 В. Это поле препятствует попаданию на анод

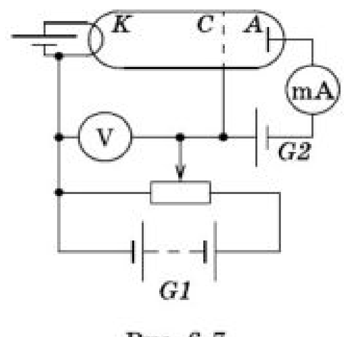


Рис. 6.7

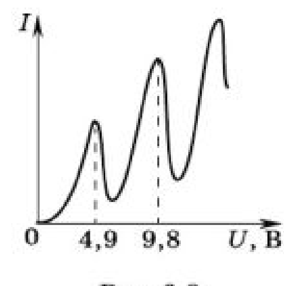


Рис. 6.8

медленных электронов. Испускаются электроны катодом K, подогреваемым электрическим током.

Экспериментально определяется зависимость силы тока I в анодной цепи от напряжения U. Полученная кривая изображена на рисунке 6.8. Сила тока достигает первого максимума при напряжении 4,9 В. Затем следует резкое уменьшение силы тока. Следующий максимум получается при напряжении 9,8 В и т. д. Объяснить такую зависимость силы тока от напряжения можно лишь наличием стационарных состояний у атомов ртути.

При напряжении ниже 4,9 В столкновения электронов с атомами являются упругими. Внутренняя энергия атомов не меняется. Кинетическая энергия электронов при этом почти не меняется, так как масса электрона много меньше массы атомов ртути. В результате электроны, ускоренные электрическим полем между катодом и сеткой, преодолевают задерживающее поле и достигают анода. Число электронов, достигших анода в единицу времени, растёт пропорционально напряжению.

Когда напряжение повышается до 4,9 В, столкновения электронов с атомами становятся неупругими. Внутренняя энергия атомов увеличивается скачком, а электрон после соударения теряет почти всю свою кинетическую энергию. Задерживающее поле не допускает медленные электроны до анода, и сила тока резко уменьшается. Ток не падает до нуля лишь потому, что некоторая часть электронов достигает сетки, не испытав неупругих соударений.

Необходимую для неупругого соударения энергию электрон приобретает, только достигая сетки после прохождения разности потенциалов 4,9 В. Отсюда следует, что *внутренняя энергия атомов ртути не может измениться на вели-*

чину, меньшую $\Delta E = 4{,}9$ эВ. Таким образом, внутренняя энергия атома не может принимать произвольные значения и не может изменяться на произвольные значения: это служит подтверждением существования у атома дискретного набора *стационарных состояний**.

Справедливость этого вывода подтверждается ещё и тем, что при напряжении 4,9 В пары ртути начинают излучать. Частота излучения, вычисленная по формуле

$$\nu = \frac{\Delta E}{h},$$

совпадает с экспериментально наблюдаемой. Это означает, что возбуждённые атомы ртути переходят затем в низшее энергетическое состояние и излучают световые кванты в соответствии со вторым постулатом Бора.

? 1. Можно ли с помощью опытов по рассеянию α-частиц определить знак электрического заряда ядра?
2. В чём состоит ограниченность правила квантования Бора сравнительно с постулатами Бора?
3. Чему равно возможное число спектральных линий атома водорода?
4. Соударения атомов могут быть абсолютно упругими. Может ли быть абсолютно упругим соударение макроскопических тел?

§ 6.8. ТРУДНОСТИ ТЕОРИИ БОРА. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Трудности теории Бора

Наибольший успех теория Бора имела применительно к атому водорода, для которого оказалось возможным построить количественную теорию спектра.
Однако построить количественную теорию для следующего за водородом атома гелия на основе боровских представлений не удалось. Относительно атомов гелия и более сложных атомов теория Бора позволяла делать лишь качественные (хотя и очень важные) заключения.

---

* Второй максимум кривой, приведённой на рисунке 6.8, получается из-за того, что при напряжении 9,8 В электроны на пути к сетке дважды испытывают неупругие соударения.

Это неудивительно. Теория Бора является половинчатой, внутренне противоречивой. С одной стороны, как мы видели, при построении теории атома водорода использовались обычные законы механики Ньютона и давно известный закон Кулона, а с другой — вводились квантовые постулаты, никак не связанные с механикой Ньютона и электродинамикой Максвелла. Введение в физику квантовых представлений требовало радикальной перестройки механики и электродинамики. Эта перестройка была осуществлена, когда были созданы новые физические теории: *квантовая механика* и *квантовая электродинамика*.

Постулаты Бора оказались совершенно правильными. Но они выступали уже не как постулаты, а как следствия основных принципов этих теорий. Правило же квантования Бора, как выяснилось, применимо далеко не всегда.

Квантовая механика

Путь, пройденный квантовой теорией от открытия Планком кванта действия (1900) до построения квантовой механики в 20-х гг. XX столетия, невелик по времени. Его удалось пройти в столь короткий промежуток времени благодаря коллективным усилиям многих учёных различных стран мира. Квантовая механика не имеет одного автора, подобно классической механике Ньютона, электродинамике Максвелла, теории относительности Эйнштейна.

Квантовая механика обобщает классическую механику Ньютона и переходит в неё лишь в предельных случаях, когда конечным значением кванта действия $\hbar$ можно пренебречь. Постоянная Планка — важнейшая универсальная константа, которая, как и скорость света, определяет масштаб явлений в природе. Явления, в которых конечность значения кванта действия существенна, подчиняются квантовым законам, подобно тому как явления, в которых существенна конечность скорости распространения взаимодействий, подчиняются теории относительности.

К созданию квантовой механики привели два на первый взгляд совершенно различных пути. Трудами французского учёного Луи де Бройля (1892—1987) и австрийского физика Эрвина Шрёдингера (1887—1961) была построена так называемая *волновая механика*. Основная идея состояла в следующем: попытаться получить дискретные значения энергии в атоме, существование которых было установлено, из урав-

нения, описывающего распространение волн. Ведь в классической физике было доказано, что стоячие волны в струнах и других упругих телах имеют дискретный спектр частот.

Так как в квантовой теории энергия $E = \hbar\omega$, то дискретным значениям частот должны соответствовать дискретные значения энергии.

Одновременно немецкими учёными Вернером Гейзенбергом (1901—1976) и Максом Борном (1882—1970), а также английским физиком Полем Дираком (1902—1984) была построена так называемая *матричная механика*. В качестве исходного положения здесь использовался принцип соответствия Бора, согласно которому для больших квантовых чисел квантовая теория должна приводить к тем же результатам, что и классическая (см. задачу 2 § 6.15). Далее Гейзенберг предложил изгнать из теории ненаблюдаемые на опыте величины, такие, как электронные орбиты в атомах. Основные законы должны формулироваться для энергий, частот квантовых переходов и т. д., которые можно представить в виде таблиц-матриц.

В течение нескольких месяцев обе теории существовали независимо, совершенно по-разному, казалось бы, описывая атомные явления. Однако затем Шрёдингер показал их полную эквивалентность. За теорией движения микрочастиц с течением времени утвердилось название *квантовая механика*.

Квантовая механика — математически очень сложная теория. Но главная трудность при её изучении не в этом. Процессы, которые описывает квантовая механика, — процессы микромира — недоступны не только восприятию нашими органами чувств, но и воображению. Мы лишены возможности представить их себе наглядно в полной мере, так как они совершенно отличны от тех макроскопических явлений, которые человечество наблюдало на протяжении миллионов лет. Наше воображение «не создаёт новых образов, а лишь комбинирует известные» (А. Франс), вплоть до кентавров и ведьм. Пытаясь на своём макроскопическом языке описать поведение фотонов и других частиц, мы с необходимостью приходим к несовместимым макроскопическим образам частиц и волн.

Мы ограничимся кратким изложением основных идей квантовой механики на качественном уровне.

? **1.** Почему с точки зрения классической физики планетарная модель атома неустойчива?

2. Каким образом Бор пришёл к формулировке постулатов?

§ 6.9. КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ

Электромагнитное поле и электроны

Если с электромагнитным полем (во всяком случае, до появления квантовой теории) всегда связывалось представление о материи, непрерывно распределённой в пространстве, то электроны, наоборот, долгое время рисовались физикам как некие крохотные комочки материи. Это подчёркивалось уже самим названием «частица», постоянно сопровождавшим слово «электрон». Частица в конечном итоге — просто ньютоновская материальная точка. Вот как воспринимался электрон большинством исследователей. Надо сказать, что во многих случаях это представление давало возможность разобраться в очень важных явлениях. Об этом было рассказано в «Электродинамике».

Постепенно стали забывать, что многие черты в «классическом портрете» электрона появились, так сказать, авансом. К ним привыкли. Они сделались для многих (видимо, и для вас) чуть ли не само собой разумеющимися, и отказ от них протекал очень болезненно. А необходимость в этом отказе делалась всё очевиднее. Всё больше накапливалось фактов, говоривших, что классическая электронная теория далеко не безупречна, когда речь заходит о количественном описании поведения электронов в атомах. Более того, в ряде случаев эта теория приводила к бессмысленным результатам, таким как «ультрафиолетовая катастрофа». Гипотеза Планка о дискретности энергии осциллятора, постулаты Бора и правило квантования были выдвинуты в противоречие с классическими представлениями без какого-либо обоснования.

Идея Луи де Бройля

В этой ситуации молодой французский физик Луи де Бройль в 1923 г. выступил с необычной идеей. Долгое время считалось, что электромагнитное излучение непрерывно. Затем у него были обнаружены корпускулярные свойства. Не допускаем ли мы с электроном ошибки, обратной той, которая была сделана со светом? Может быть, электрон и другие частицы обладают также и волновыми свойствами?

Де Бройль выдвинул гипотезу, согласно которой **электрон и любые другие частицы должны иметь волновые свойства наряду с корпускулярными**. Та ситуация, которая уже соз-

далась для электромагнитных волн, переносилась на все без исключения виды материи.

Предположив, что с движением частиц связано распространение каких-то волн, де Бройль сумел найти длину этих волн. Для этого он, в сущности, распространил на все частицы ту связь между длиной волны и импульсом, которая была установлена для фотонов. Согласно де Бройлю длина волны, связанной с частицей, импульс которой p, равна

$$\boxed{\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{p}.} \qquad (6.9.1)$$

Частота волны связана с энергией частицы формулой Планка:

$$\nu = \frac{E}{h} \left(\text{или } \omega = \frac{E}{\hbar} \right). \qquad (6.9.2)$$

Объяснение правил квантования Бора

Если с электроном связана волна, рассуждал де Бройль, то при устойчивом движении электрона в атоме водорода на стационарной орбите должно укладываться целое число длин волн (рис. 6.9). Это соображение приводит к условию:

$$2\pi r = n\lambda, \qquad (6.9.3)$$

где r — радиус орбиты, $n = 1, 2, 3, \ldots$. Подставляя в это соотношение значение длины волны (6.9.1), получим

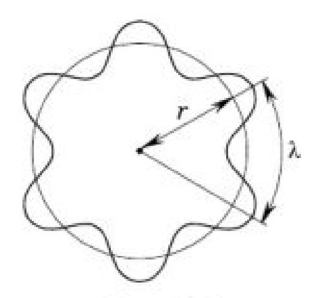


Рис. 6.9

$$rp = n\hbar \text{ или } mrv = n\hbar \ (n = 1, 2, 3, \ldots). \qquad (6.9.4)$$

А это есть не что иное, как правило квантования круговых орбит Бора (см. § 6.6).

Дифракция электронов

Природа волн, связанных с движением электронов, оставалась неясной. Но какова бы ни была природа этих волн, нужно прежде всего убедиться, что они существуют в действительности. Как это можно сделать?

Естественно попытаться обнаружить интерференцию или дифракцию этих волн, так как именно эти явления неоспоримо свидетельствуют о том, что мы имеем дело с волновым процессом.

Проще всего, казалось бы, использовать дифракционную решётку, такую же, как в оптике. Но для этого нужно, чтобы период решётки был порядка длины волны. Так как, согласно формуле де Бройля, $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$, то можно, меняя импульс электронов, получить любую длину волны. Однако создать пучок электронов со строго одинаковыми импульсами не удаётся из-за хаотического теплового движения электронов в любом пучке. Лишь при энергиях $E \gtrsim 200$ эВ тепловой разброс импульсов становится пренебрежимо малым по сравнению с импульсом направленного движения. В этом случае электронные волны можно считать когерентными. Энергии порядка 100 эВ соответствует импульс $p = \sqrt{2mE} \approx$ $\approx 10^{-19}\ \frac{\text{г} \cdot \text{см}}{\text{с}}$ и длина волны $\lambda \approx 10^{-8}$ см. Это как раз такая же длина волны, как и у рентгеновских лучей. Дифракцию волн этой длины волны можно обнаружить на кристаллических структурах.

Впервые дифракция электронов при отражении от монокристаллов наблюдалась в 1927 г. американскими учёными К. Д. Дэвиссоном (1881—1958) и Л. Х. Джермером (1896—1971). Мы остановимся на немного более поздних очень наглядных опытах английского учёного Дж. П. Томсона (1892—1975) по дифракции электронов при прохождении через тонкую металлическую фольгу поликристаллической структуры. Теория дифракции в этом случае принципиально не отличается от теории дифракции рентгеновских лучей в методе Дебая—Шерера (см. § 4.6).

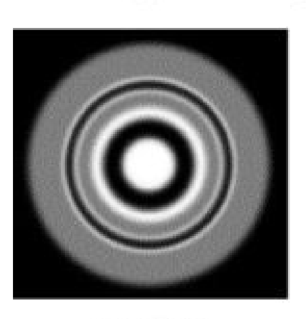


Рис. 6.10

Действительно, после прохождения пучка электронов сквозь золотую фольгу на фотопластинке были обнаружены дифракционные кольца (рис. 6.10). По радиусам колец можно определить длину волны, связанной с движением электронов. Согласие с опытом формулы де Бройля (6.9.1) получилось превосходным. Наличие волновых свойств у электронов является, таким образом, экспериментальным

фактом. Впоследствии удалось наблюдать дифракцию электронов на искусственно изготовленной решётке, подобной оптической дифракционной решётке. Это удалось сделать путём наблюдения дифракционной картины для быстрых электронов с помощью электронного микроскопа.

Волновые свойства обнаружены также у протонов, нейтронов и даже у атомов и простых молекул. Дифракция нейтронов, в частности, находит широкое применение при анализе структуры кристаллов наряду с рентгеновскими лучами. Волновые свойства присущи всем видам материи.

Интерференция электронов

Совершенствование техники управления пучками электронов, создание пучков с очень точно фиксированными импульсами (монохроматических пучков) и развитие способов наблюдения интерференционных картин с очень близко расположенными линиями (электронные микроскопы) позволили в 1955 г. осуществить наблюдение интерференции электронных волн, вполне подобной интерференции света в бипризме Френеля.

Схема электронной бипризмы вместе с аналогичной оптической бипризмой Френеля показана на рисунке 6.11, *а*, *б*.

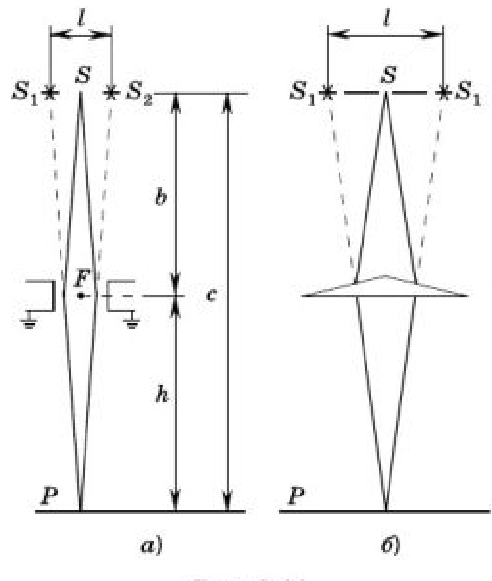


Рис. 6.11

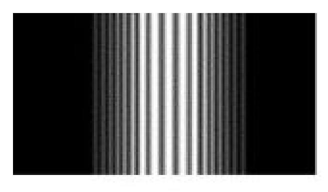


Рис. 6.12

Электроны, создаваемые источником S малых размеров, проходят через конденсатор с двумя заземлёнными обкладками. В середине конденсатора помещается очень тонкая металлическая нить F радиусом 10^{-3} см. На нить подаётся положительное напряжение в несколько вольт относительно заземлённых электродов. Электроны притягиваются к нити и огибают её так, что образуется два когерентных пучка, как бы исходящих из мнимых источников S_1 и S_2. При наложении в плоскости P эти пучки интерферируют друг с другом, давая систему интерференционных полос, параллельных нити.

На рисунке 6.12 изображены эти полосы при увеличении в 2600 раз (с помощью электронного микроскопа). При ускоряющем напряжении 19,7 кВ длина волны, связанной с движением электронов, оказывается равной $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-10}$ см.

Корпускулярно-волновой дуализм

После открытия дифракции и интерференции электронов и других частиц сомневаться в том, что и корпускулярные, и волновые свойства имеются у материи в любом её проявлении, стало невозможно. В науку вошла идея о так называемом *корпускулярно-волновом дуализме*.

Что такое корпускулярно-волновой дуализм? Буквально слово «дуализм» означает «двойственность, единство двух качеств». И у света, и у электронов обнаруживаются, казалось бы, взаимно исключающие друг друга свойства частиц (корпускул) и волн.

Но ведь не может же электрон (будем конкретности ради говорить о нём) быть одновременно и частицей, и волной? Ведь мы сами только что подчёркивали несовместимость этих двух образов!

По-видимому, приходится ответить: да, не может. Значит?..

Значит, сказав, что электрон — это и волна, и частица, мы тем самым признали, что он не является, строго говоря, ни тем ни другим — не является ни частицей в обычном смысле слова, ни волной. (То же самое относится к фотону.) И если мы употребляем всё же термины «волна» и «частица», то их нужно понимать в том смысле, что электрон лишь при-

ближённо можно описывать, например, как частицу. Что значит приближённо? Это мы выясним в следующем параграфе.

? 1. Опишите и изобразите «портрет» электрона.
2. Как гипотеза де Бройля объясняет правила квантования Бора?
3. Как исследуют структуру кристаллов рентгеновскими лучами?

§ 6.10. СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЕЙ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Говоря о частице, мы представляем себе комочек вещества, находящийся в данный момент времени в определённом месте, обладающий определённой энергией и движущийся со строго определённой скоростью. При этом мы допускаем, что можно абсолютно точно задать координаты, импульс и энергию частицы в любой момент.

Однако, связывая импульс частицы однозначно с длиной волны $p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ (формула де Бройля), мы от частицы переходим к образу бесконечной синусоиды, простирающейся во всём пространстве. Выражение «длина волны в данной точке» не может иметь никакого смысла. Значит, *не может иметь смысла понятие импульса в точке*! Одно из основных понятий классической механики — понятие мгновенной скорости — также лишается смысла.

Точно так же не имеет смысла понятие энергии частицы в данный момент времени. Ведь энергия связана с частотой формулой Планка $\varepsilon = \hbar\omega$, а понятие частоты относится к бесконечному во времени гармоническому колебательному процессу. Утверждение, что электрон лишь приближённо может рассматриваться как материальная точка, означает, что его координаты, импульс и энергия могут быть заданы лишь приближённо. Количественно это выражается соотношением (принципом) неопределённостей Гейзенберга.

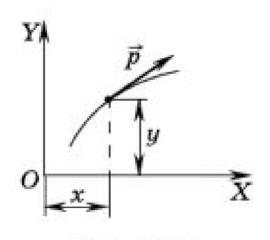


Рис. 6.13

Согласно соотношению неопределённостей, чем точнее фиксирован, например, импульс, тем бóльшая неопределён-

ность будет в значении координаты. Если через Δp_x обозначить неопределённость проекции импульса на ось X, а через Δx — неопределённость, с которой фиксируется координата, то, как показал впервые Гейзенберг, соотношение неопределённостей запишется в следующей форме:

$$\Delta p_x \Delta x \gtrsim \hbar, \qquad (6.10.1)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка. Принцип неопределённостей — прямое следствие нелокализуемости волн. Ни одна волна не может занимать в пространстве область, меньшую длины волны.

Согласно принципу неопределённостей теряет смысл одно из важнейших понятий классической механики — понятие траектории частицы. Ведь это понятие предполагает, что в любой момент времени частица находится в определённой точке пространства и имеет импульс, направленный по касательной к траектории (рис. 6.13). Теперь уже нельзя говорить, что частица движется вдоль какой-то линии. Ньютоновское описание движения в микромире становится невозможным.

Соотношение неопределённостей и макроскопические тела

Из-за того что постоянная Планка очень мала, соотношение неопределённостей имеет кардинальное значение лишь для очень лёгких частиц. Если бы масса частицы равнялась массе автомобиля, то неопределённость скорости* была бы порядка 10^{-24} см/с при фиксации положения с точностью до размеров атома (10^{-8} см). Ясно, что эта неопределённость на много порядков меньше той, с которой мы можем измерять скорости. Для электрона в атоме положение совсем иное. Находясь в атоме, электрон локализован в пространстве с точностью 10^{-8} см. Ввиду малой массы электрона неопределённость скорости при этом достигает значения 10^8 см/с, которое лишь в 100 раз меньше скорости света.

Соотношение неопределённостей для энергии и времени

Большую роль играет также соотношение неопределённостей для энергии и времени. Чем меньше промежуток вре-

---

* Неопределённость скорости выражается через неопределённость импульса по формуле $\Delta v_x = \dfrac{\Delta p_x}{m}$.

мени Δt, в течение которого протекает какой-то процесс, тем больше неопределённость в значении энергии частицы ΔE:

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar. \tag{6.10.2}$$

Это соотношение означает, что проверка выполнения закона сохранения энергии с точностью, превышающей $\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$, невозможна ни при каком процессе.

Мысленные эксперименты

Соотношение неопределённостей было проиллюстрировано Бором и Гейзенбергом на многочисленных мысленных экспериментах* по одновременному измерению координат, импульсов и других величин.

Было предпринято также множество попыток (в том числе и Эйнштейном) опровергнуть соотношение неопределённостей с помощью различных мысленных экспериментов, якобы показывающих возможность одновременного измерения импульса, координаты и других величин. Однако, главным образом Бором, была показана несостоятельность всех этих попыток. Точно так же в своё время было предпринято множество попыток опровергнуть закон сохранения энергии, предложив хитроумную конструкцию вечного двигателя. Не всегда можно было сразу сказать, почему двигатель не работает, но при детальном анализе каждый раз удавалось найти конкретную причину этого.

Мы ограничимся рассмотрением одного мысленного эксперимента: измерение координаты электрона с помощью щели. Пусть электрон с импульсом $p = p_x$ ($p_y = p_z = 0$) движется в направлении пластины, расположенной вдоль оси Y (рис. 6.14). Пластина имеет длинную узкую щель шириной d.

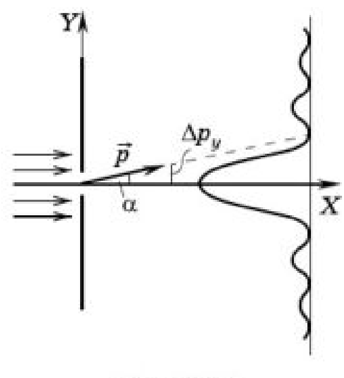


Рис. 6.14

---

*Под мысленным экспериментом понимается такой эксперимент, проведение которого в принципе допускается законами природы. То, что его практически не всегда можно осуществить, несущественно. Назначение мысленных экспериментов — демонстрация внутренней непротиворечивости теории.

До прохождения щели координата электрона y совершенно неизвестна. При прохождении щели она фиксируется с точностью $\Delta y = d$. Так как неопределённость проекции импульса $\Delta p_y = 0$, то, казалось бы, соотношение неопределённостей не выполняется. Однако с падающим на пластину электроном связана плоская волна де Бройля. На щели происходит дифракция, и направление движения изменяется. Наиболее вероятно попадание электрона в одну из точек центрального дифракционного максимума на экране. Это означает изменение составляющей импульса $\vec{p}_y$. Иначе дифракции просто не было бы. Максимальное изменение проекции импульса Δp_y при попадании электрона в центральный максимум, как видно из рисунка 6.14, равно:

$$\Delta p_y = p\sin\alpha. \qquad (6.10.3)$$

Это выражение даёт порядок неопределённости импульса после прохождения щели. Но, с другой стороны, положение первого минимума при дифракции на щели (см. § 2.12) определяется равенством

$$d\sin\alpha = \lambda. \qquad (6.10.4)$$

Отсюда

$$\Delta p_y = \frac{p\lambda}{d} = \frac{2\pi\hbar}{\Delta y}.$$

Так как изменение импульса при попадании электрона в другие максимумы может быть и больше определяемого равенством (6.10.3), то произведение неопределённости в координате на неопределённость в импульсе должно удовлетворять неравенству

$$\Delta p_y \Delta y \gtrsim \hbar. \qquad (6.10.5)$$

Измеряя координату, мы возмущаем известное первоначально значение импульса так, что имеет место соотношение неопределённостей (6.10.5).

Соотношение неопределённостей работает

Принцип неопределённостей отнюдь не представляет собой чисто негативное утверждение относительно пределов применимости классических понятий координаты и импульса для электрона и других микрообъектов. С помощью принципа неопределённостей можно понять и объяснить целый

ряд явлений микромира. В ряде случаев очень простым путём можно оценивать минимальную энергию систем: энергию основного состояния атома водорода, энергию осциллятора и др. (см. задачу 3, § 6.15).

Почему, например, электрон не падает на ядро в атоме водорода? При приближении электрона к ядру область его локализации уменьшается. В соответствии с соотношением неопределённостей это ведёт к увеличению импульса, а значит, и кинетической энергии. Электрон начинает двигаться всё быстрее и быстрее, и кулоновские силы не в состоянии втянуть его внутрь ядра.

А вот как можно объяснить, почему мы не проваливаемся сквозь Землю? Гравитационные силы притягивают нас к центру Земли. На пути встречается пол (или поверхность Земли). Атомы пола начинают деформироваться, электроны приближаются к ядрам атомов и начинают концентрироваться в меньших объёмах. Это ведёт к увеличению импульса и кинетической энергии электронов; их усиливающиеся толчки о подошвы ног препятствуют нашему падению вниз.

«Сопротивление атомов сжатию, — замечает по этому поводу Р. Фейнман, — это не классический, а квантово-механический эффект. По классическим понятиям следовало ожидать, что при сближении электронов с протонами энергия уменьшается; наивыгоднейшее расположение положительных и отрицательных зарядов в классической физике — это когда они сидят верхом друг на друге. Классической физике это было хорошо известно и представляло загадку: атомы-то всё же существовали! Конечно, учёные и тогда придумывали разные способы выхода из тупика, но правильный (будем надеяться!) способ стал известен только нам!»

§ 6.11. ВОЛНЫ ВЕРОЯТНОСТИ

Соотношение неопределённостей показывает, что частица в квантовой механике — это совсем не обычный шарик, пусть даже сверхмалых размеров. Она не имеет одновременно определённых значений координат и импульсов; она обладает волновыми свойствами.

Что же это за волны, какова их природа? Надо ожидать, что они не могут быть волнами классической механики, такими, например, как звуковые волны или волны на поверх-

ности воды. Эти волны образованы определённым распределением в пространстве движущихся молекул или атомов. Появление волн обусловлено взаимодействием частиц друг с другом.

Прямые опыты показали, что взаимодействие электронов не влияет на их волновые свойства. Оно вызывает лишь некоторое расширение электронного пучка за счёт кулоновского отталкивания. Электромагнитная волна также никоим образом не может состоять из чередующихся сгущений и разрежений фотонов. Фотоны никак не взаимодействуют друг с другом. В этом находит отражение классический принцип суперпозиции полей.

Каждый электрон или фотон дифрагирует независимо друг от друга, давая потемнение в том или ином участке фотопластинки, служащей экраном. Можно, например, пропускать электроны через металлическую фольгу практически по одному. Такой опыт впервые был осуществлён В. А. Фабрикантом и другими учёными в нашей стране в 1949 г. Дифракционная картина получилась такой же, что и при интенсивном пучке, только время экспозиции было очень продолжительным.

Может быть, тогда сама частица состоит из волны? Может быть, материя, образующая электрон, распределена в пространстве в виде волны, некоторого волнового пакета? Так первоначально думал Э. Шрёдингер, установивший основное уравнение движения частиц в квантовой механике, называемое сейчас уравнением Шрёдингера.

Нет, это тоже не так. Волна при встрече с кристаллической решёткой дробится на отдельные пучки, которые уже не собираются вместе. А электрон-то ведь не дробится ни при каких условиях и всегда обнаруживается как целое.

Статистическое истолкование квантово-механических волн

Совершенно неожиданное, но правильное решение проблемы было найдено М. Борном.

Допустим, электроны поочерёдно друг за другом проходят через фольгу. Если их мало, то на экране получится картина, напоминающая, по выражению советского физика Д. И. Блохинцева, мишень, пробитую плохим стрелком (рис. 6.15). Только пропустив очень большое число электронов, мы получим чётко выраженные дифракционные кольца

(см. рис. 6.10). С другой стороны, все электроны, падающие на фольгу, находятся в одном и том же состоянии, с ними связана одна и та же плоская волна де Бройля с длиной волны $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$. Обнаруживаются же они в различных точках экрана, причём число электронов, обнаруженных в данном участке пространства, пропорционально, как показывает опыт, квадрату амплитуды волны в этом месте. Если волны, интерферируя друг с другом, взаимно погашаются в какой-либо области пространства, то электроны не попадают в это место совсем.

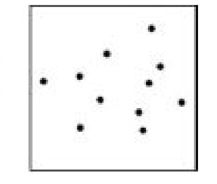


Рис. 6.15

Совместить эти факты можно лишь с помощью распространения на электронные волны старой идеи Эйнштейна о том, что объединение волновых и корпускулярных свойств света возможно в принципе, если истолковывать квадрат амплитуды электромагнитной волны как вероятность обнаружения фотонов.

Итак, основная идея Борна состояла в следующем: **квадрат амплитуды волны, связанной с движением электронов и других частиц, пропорционален вероятности обнаружения в этом месте частицы.**

Таким образом, квантово-механические волны имеют мало общего с обычными классическими волнами. Это *волны вероятности*. Основное уравнение квантовой механики — уравнение Шрёдингера — определяет только вероятности, т. е. потенциальные возможности обнаружения частиц в том или ином участке пространства. В микромире мы поразительным образом неожиданно сталкиваемся со статистическим, вероятностным описанием процессов, связанных с движением элементарных объектов. Это вероятностное описание относится к индивидуальным частицам, таким, как, например, электрон в атоме водорода.

Любой атом, получив энергию извне, некоторое время остаётся в возбуждённом состоянии, не излучая. Это время — случайная величина, и момент испускания фотона не может быть предсказан точно. Если множество атомов перевести в возбуждённое состояние одновременно, то они будут излучать фотоны в различные моменты времени. И это при полной изоляции атомов, когда внешние электромагнитные поля на них не действуют. Единственное, что позволяет рассчитать квантовая теория, — это вероятность испускания фотона в данный момент времени (точнее, за некоторый уз-

кий интервал времени). Вероятность испускания фотона за время Δt есть отношение числа атомов, которые за это время рождают фотоны, к числу всех возбуждённых атомов.

Конечно, не исключена возможность того, что вероятность какого-либо процесса окажется близкой к нулю или единице. Тогда событие можно предсказать практически с полной достоверностью. Так, например, вероятность того, что возбуждённый атом просуществует секунду, хотя и не равна нулю, но настолько близка к нему, что мы с полным основанием можем утверждать, что за это время атом наверняка испустит фотон.

Ясно, что вероятностная или статистическая, теория не может быть проверена экспериментально путём наблюдения единичного акта излучения. Её предсказания относятся либо к большой группе атомов, либо к большой серии повторных опытов с одним из них.

Боровские орбиты и квантовая механика

Представление об определённых орбитах, по которым движется электрон в атоме Бора, оказалось условным. На самом деле движение электрона, подчиняющееся статистическим законам квантовой механики, имеет мало общего с движением планет по орбитам. Если бы атом водорода в наинизшем энергетическом состоянии можно было сфотографировать с большой выдержкой, то мы увидели бы облако с переменной плотностью. Электрон можно с разной вероятностью обнаружить в любой точке этого облака. Но на определённом расстоянии от ядра вероятность обнаружения электрона максимальна (рис. 6.16). Это расстояние как раз совпадает с боровским радиусом (6.6.6). Фотография атома совсем не походила бы на привычный рисунок Солнечной системы, а скорее напоминала бы расплывчатое пятно, полученное при фотографировании бабочки, беспорядочно порхающей вокруг фонаря*.

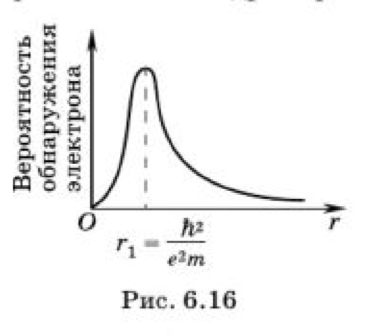


Рис. 6.16

* Здесь нужно иметь в виду сходство картин только в среднем, за сравнительно большое время выдержки. Движение электрона никак нельзя отождествлять с порханием бабочки, равно как и с движением любого другого макроскопического тела.

Вероятностные законы в классической физике и квантовой механике

В самом факте существования вероятностных законов нет ничего нового и необычного. Статистические законы в физике были известны уже давно. Но раньше эти законы всегда относились к системам с громадным числом частиц, таким как газ в сосуде или кусок твёрдого тела. Движение же отдельных молекул подчиняется динамическим законам Ньютона.

Теперь выяснилось, что вероятностным законам подчиняется движение и вообще поведение отдельных изолированных частиц. Эти законы не диктуют электрону строго однозначного поведения. Например, если электрон пролетает сквозь щель, то из теории нельзя однозначно определить, полетит ли он налево или направо и насколько отклонится от первоначального направления движения. Можно только найти сравнительное значение вероятностей этих событий.

Открытие вероятностных законов движения отдельных элементарных частиц — один из самых удивительных результатов, когда-либо полученных наукой. Статистический характер законов, оказывается, может быть совсем не связан со сложностью систем, с тем, что они состоят из очень большого числа объектов.

§ 6.12. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ

Вероятность в квантовой механике определяется так же, как и в классической. Так, вероятность попадания частицы в определённое место на экране после прохождения дифракционной решётки (или кристалла) равна отношению числа частиц, обнаруженных в данном месте, к полному числу частиц, падающих на решётку. Но поведение самой вероятности не классическое. Происходит одно из самых необычных квантовых явлений — интерференция вероятностей.

Рассмотрим мысленный эксперимент по прохождению электронов сквозь две щели. На ширму с двумя щелями падает пучок электронов с точно (по возможности) фиксированным импульсом вдоль оси X, перпендикулярной ширме (рис. 6.17). За ширмой находится экран, на котором можно располагать счётчики электронов C — устройства, регист-

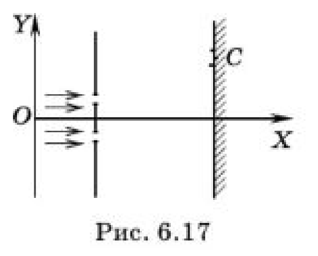


Рис. 6.17

рирующие попадающие в них частицы. (О счётчиках будет рассказано в дальнейшем.) Для простоты рассуждений будем считать, что $\lambda < d$. Тогда после прохождения одной щели дифракционная волна имеет только один центральный максимум.

Если закрыть одну из щелей, например нижнюю, то распределение вероятностей $P_1(y)$ в плоскости экрана будет иметь вид, изображённый на рисунке 6.18, *а*. Эту зависимость можно установить, подсчитывая число частиц, попавших в различные точки экрана. Квадрат амплитуды волны ψ_1*, прошедшей через верхнюю щель, равен вероятности P_1: $P_1 = \psi_1^2$.

Если открыть нижнюю щель, а верхнюю закрыть, то на экране получится распределение вероятностей $P_2 = \psi_2^2$, где ψ_2 — амплитуда волны, прошедшей сквозь нижнюю щель (рис. 6.18, *б*).

Какую картину на экране следует ожидать, если открыть сразу две щели? Согласно представлениям классической физики вероятность обнаружения электрона на экране должна равняться сумме вероятностей: $P = P_1 + P_2$ (рис. 6.18, *в*). Ведь вероятность попадания электрона в счётчик на экране после прохождения через одну из щелей, казалось бы, не должна зависеть от того, открыта вторая щель или нет. Вероятности должны для независимых событий складываться. Однако опыт показывает, что на самом деле всё происходит не так: $P \neq P_1 + P_2$. На экране распределение вероятностей (рис. 6.18, *г*) имеет точно такой же вид, как и распределение интенсивности при дифракции света на двух щелях. Объясняется это так. За ширмой распространяются две волны. Результирующая амплитуда волны

$$\psi = \psi_1 + \psi_2. \qquad (6.12.1)$$

Вероятность обнаружения электрона

$$P = \psi^2 = \psi_1^2 + \psi_2^2 + 2\psi_1\psi_2 = P_1 + P_2 + 2\psi_1\psi_2. \qquad (6.12.2)$$

Появляется интерференционный член $2\psi_1\psi_2$. Это и есть неоклассический эффект интерференции вероятностей. В то

---

* ψ — греческая буква; читается «пси». Этой буквой принято обозначать волны вероятности в квантовой механике.

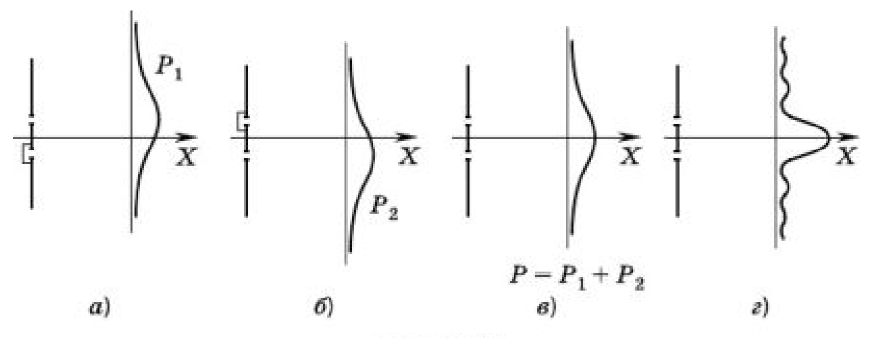


Рис. 6.18

же время это обычный для волнового движения интерференционный эффект. Если бы электрон представлял собой обычную классическую волну, то ничего загадочного в дифракции на двух щелях не было бы. Но ведь электрон обнаруживает и свойства частиц!

Пугающее заключение

Из этого, по словам Р. Фейнмана, следует «пугающее заключение». Если обе щели открыты, то нельзя считать, что электрон проходит через одну из них. Он как бы проходит сразу через обе щели. В противном случае мы могли бы разбить все попадания частиц в счётчик на два различных класса: попадания через верхнюю щель и попадания через нижнюю; но тогда вероятность попаданий P неизбежно была бы суммой P_1 и P_2.

Влияние наблюдения

Всегда можно проверить экспериментально, проходит электрон при дифракции через одну определённую щель или нет. Для этого, например, достаточно пропустить вдоль ширмы световой пучок и наблюдать рассеяние света на электронах (рис. 6.19). По рассеянию можно определить, через какую из щелей прошёл электрон. Для этого только длина волны должна быть достаточно мала (меньше расстояния между щелями). Иначе разрешающей способности нашего «микроскопа» будет недостаточно, чтобы зафиксировать электрон именно возле одной определённой щели.

Что же получится в результате такого опыта? Электрон обязательно будет обнаружен прошедшим либо через верх-



Рис. 6.19

нюю, либо через нижнюю щель! Как же это согласовать с нашим утверждением о том, что образование интерференционных максимумов и минимумов несовместимо с допущением о том, что электрон проходит через одну из щелей?

А согласовывать ничего не нужно! Если экспериментальная установка такова, что можно установить, через какую из щелей прошёл электрон, то интерференционная картина разрушается и распределение вероятностей будет таким, как показано на рисунке 6.18, *в*. Ничего сверхъестественного в этом нет. Пытаясь обнаружить электрон, мы воздействуем на него фотонами достаточно большой частоты. При этом меняется не только частота и длина волны фотона (эффект Комптона), но и длина волны электрона. Воздействие при измерении нарушает когерентность волн, и интерференционная картина размывается. Здесь существенно не то, знает или нет наблюдатель, через какую щель прошёл электрон. Дело не в знании, а в объективном различии экспериментальных установок. Наблюдатель может свободно выбрать ту или иную установку: с устройством по рассеянию света на электронах вблизи ширмы или без него. Дальше всё развивается в соответствии с законами природы. В первом случае интерференции волн не происходит, а во втором волны интерферируют.

Подобная ситуация обнаруживается во множестве других, уже реальных экспериментов. В этом состоит одно из самых парадоксальных свойств микромира. Любая попытка сконструировать прибор, позволяющий определить, через какое отверстие прошёл электрон, и при этом настолько «деликатный», что интерференционная картина не будет исчезать, обречена на неудачу.

Что же происходит с электроном, когда нет устройств, фиксирующих его у одного из отверстий? На это не может ответить никто. Более того, быть может, сам этот вопрос неправомерен. Р. Фейнман по этому поводу говорит: «Было время, когда газеты писали, что теорию относительности понимают только 12 человек. Мне лично не верится, что это правда. Возможно, было время, когда её понимал всего 1 человек, так как только он разобрался в том, что происходит, и не написал ещё об этом статьи. После же того, как учёные прочли

эту статью, многие так или иначе поняли теорию относительности, и, я думаю, их было больше 12. Но, мне кажется, я смело могу сказать, что квантовой механики никто не понимает».

§ 6.13. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ

Законы квантовой механики лежат в основе всей теории строения вещества. Они позволили понять строение атомов, выяснить происхождение межмолекулярных сил, установить природу химической связи, объяснить Периодическую систему элементов Менделеева, построить теорию твёрдого тела. Мы очень кратко, на качественном уровне расскажем о том, к каким результатам приводит квантовая теория строения многоэлектронных атомов. Об этом вам кое-что известно из курса неорганической химии.*

Электронные оболочки

Электроны в атомах располагаются слоями или, как говорят, оболочками. Число вакантных мест в каждом слое строго ограничено. В ближайшей к ядру внутренней оболочке их может быть только два, в следующей уже 8 и т. д. Чем дальше от ядра, тем больше дозволенное количество электронов, но оно всегда остаётся ограниченным. Не электрические силы диктуют это, а жёсткие квантово-механические законы. Это требование *принципа Паули*, суть которого в том, что нельзя электронам, тождественным по своим свойствам, быть ещё тождественными по состоянию. «Хоть чем-нибудь, но отличайтесь друг от друга!» — вот смысл принципа Паули.

Увеличение числа электронов в атоме и образование новых слоёв, заполненных электронами, не сопровождается расширением атома. Увеличение положительного заряда атомного ядра вызывает сжатие внутренних оболочек. Таким образом, размеры всех атомов, определяемые радиуса-

---

* Некоторая неясность в интерпретации квантовой механики совсем не означает, что созданные на её основе теории не объясняют мир. Все вопросы атомной, да и ядерной физики становятся понятными, если принять, что законы квантовой механики справедливы.

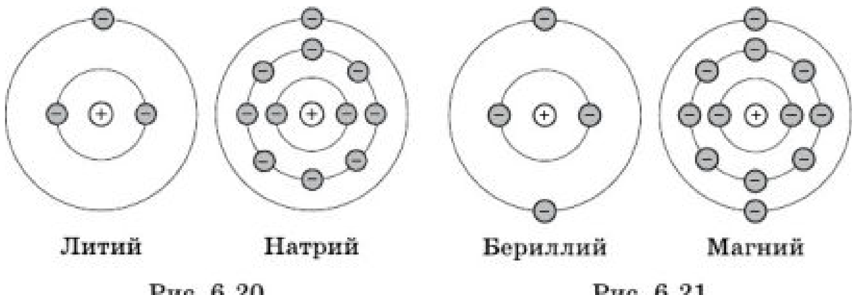


Рис. 6.20　　　　Рис. 6.21

ми внешних слоёв, оказываются примерно одинаковыми, а внутренние электроны всё теснее и теснее примыкают к ядру по мере увеличения его заряда.

Эти закономерности в строении атомов проявляются в полной мере, когда атомы встречаются друг с другом. При встрече они соприкасаются своими внешними оболочками, и то, что происходит в глубинах атома, оказывается не таким уж существенным. Главное — сколько электронов на периферии атома. Их число практически полностью определяет те «намерения», которые обнаруживают атомы при сближении: сцепиться им друг с другом или разойтись восвояси. Можно смело сказать, что встречают атомы друг друга по «одёжке», хотя сама «одёжка» определяется сердцевиной атома — ядром.

Периодическая система Менделеева

Число внешних электронов меняется периодически по мере увеличения заряда ядра. После застройки одной оболочки начинается строительство новой, уже дальше от ядра. В этом ключ к разгадке физического смысла Периодической системы химических элементов Д. И. Менделеева. Ведь химические свойства атома определяются числом внешних, наименее связанных с ядром электронов.

Нетрудно понять, что чем меньше электронов содержит внешняя оболочка, тем слабее они связаны с ядром. Внутренние электроны вместе с ядром можно рассматривать как положительный ион. Если внешняя оболочка имеет лишь один электрон (щелочные металлы: литий, натрий и др.), то он притягивается зарядом иона, равным одному элементарному заряду (рис. 6.20).

При двух электронах в наружном слое (бериллий, магний и т. д.) каждый из них притягивается к ядру с силой, в 2 раза

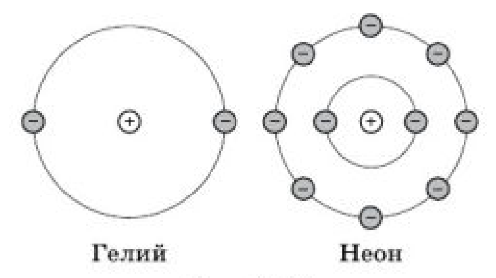


Рис. 6.22

большей, так как электрический заряд остальной части атома равен двум (рис. 6.21). С увеличением числа внешних электронов увеличивается заряд положительного иона, сила притяжения электронов возрастает и прочность связи растёт. Связь наиболее прочна, когда внешняя оболочка целиком заполнена. Это имеет место у инертных газов: гелия, неона и др. (рис. 6.22). Число электронов во внешней оболочке равно двум у гелия и восьми у всех остальных.

Линейчатые спектры рентгеновских лучей

Оптические спектры атомов возникают при переходах электронов внешней оболочки из одного энергетического состояния в другое. Для возбуждения внешних электронов достаточна энергия, не превышающая десятков электронвольт. Возможны переходы электронов с одной внутренней оболочки атома на другую. Однако для этого на внутренней оболочке должно появиться вакантное (незанятое) место. Вакантное место появится, если электрон внутренней оболочки будет выбит из атома. Это и происходит, когда атомы бомбардируются электронами с энергией от нескольких килоэлектронвольт до сотен килоэлектронвольт.

На вакантное место во внутренней оболочке может перейти электрон из любой (внутренней или внешней) оболочки. При этом излучаются электромагнитные волны малой длины волны: от 10^{-7} до 10^{-9} см. Это и есть характеристические рентгеновские лучи.

Переходы на первую оболочку (её называют K-оболочкой) со всех лежащих выше оболочек соответствуют спектральным линиям K-серии. Переходы на вторую оболочку дают L-серию, на третью — M-серию и т. д. На рисунке 6.23 показана схема образования серий рентгеновских лучей.



Рис. 6.23

Так как строение внутренних оболочек у всех элементов одинаково, то рентгеновские серии спектральных линий всех элементов похожи. Единообразие серий рентгеновских лучей и постепенное уменьшение длин волн соответствующих линий при увеличении заряда ядра показаны на рисунке 6.24. Изображены только наиболее интенсивные линии серий.

С помощью изучения рентгеновских спектров было установлено распределение электронов по оболочкам многоэлектронных атомов.

? **1.** Докажите, что в области микромира понятие мгновенной скорости не имеет смысла.

2. Соотношение неопределённостей Гейзенберга — постулируемое или выведенное утверждение?

3. Какова природа волн вероятности?

4. Почему Периодическая система элементов называется периодической?

§ 6.14. КВАНТОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА — ЛАЗЕРЫ

На вопрос о том, что такое лазер, академик Н. Г. Басов отвечал так: «Лазер — это устройство, в котором энергия, например тепловая, химическая, электри-

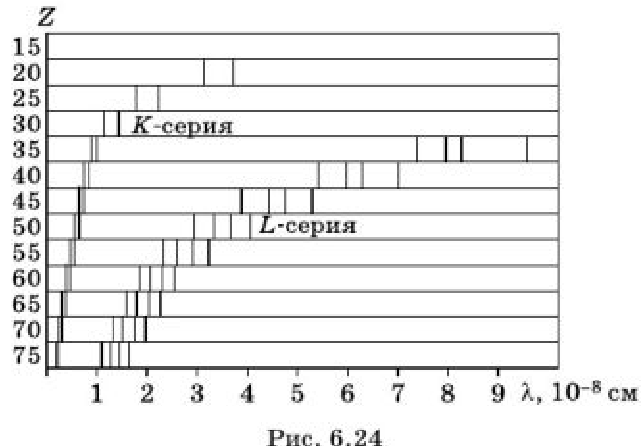


Рис. 6.24

ческая, преобразуется в энергию электромагнитного поля — лазерный луч. При таком преобразовании часть энергии неизбежно теряется, но важно то, что полученная в результате лазерная энергия обладает более высоким качеством. Качество лазерной энергии определяется её высокой концентрацией и возможностью передачи на значительное расстояние. Лазерный луч можно сфокусировать в крохотное пятнышко диаметром порядка длины световой волны и получить плотность энергии, превышающую уже на сегодняшний день плотность энергии ядерного взрыва. С помощью лазерного излучения уже удалось достичь самых высоких значений температуры, давления, индукции магнитного поля. Наконец, лазерный луч является самым ёмким носителем информации и в этой роли — принципиально новым средством её передачи и обработки».

Индуцированное излучение

В 1917 г. Эйнштейн предсказал возможность так называемого индуцированного (вынужденного) излучения света атомами. Под индуцированным излучением понимается излучение возбуждённых атомов под действием падающего на них света. Замечательной особенностью этого излучения является то, что возникшая при индуцированном излучении световая волна не отличается от волны, падающей на атом, ни частотой, ни фазой, ни поляризацией.

На языке квантовой теории вынужденное излучение означает переход атома из высшего энергетического состояния в низшее с излучением фотона, но не самопроизвольно, как при обычном излучении, а под влиянием внешнего воздействия.

Лазеры

Ещё в 1940 г. советский физик В. А. Фабрикант указал на возможность использования явления вынужденного излучения для усиления электромагнитных волн. В 1954 г. советские учёные Н. Г. Басов и А. М. Прохоров и независимо от них американский физик Ч. Таунс использовали явление индуцированного излучения для создания микроволнового генератора радиоволн с длиной волны $\lambda = 1,27$ см. За разработку нового принципа генерации и усиления радиоволн

Н. Г. Басов, А. М. Прохоров и Ч. Таунс в 1964 г. были удостоены Нобелевской премии.

В 1960 г. Т. Г. Мейманом в США был создан первый лазер* — квантовый генератор электромагнитных волн в видимом диапазоне спектра.

Свойства лазерного излучения

Лазерные источники света обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с другими источниками света.

1. Лазеры способны создавать пучки света с очень малым углом расхождения (около 10^{-5} рад). На Луне такой пучок, испущенный с Земли, даёт пятно диаметром 3 км.

2. Свет лазера обладает исключительной монохроматичностью. В отличие от обычных источников света, атомы которых излучают свет независимо друг от друга, в лазерах атомы излучают свет согласованно. Поэтому фаза волны не испытывает нерегулярных изменений. В отличие от обычных источников света, два лазера дают когерентные волны, которые могут интерферировать друг с другом.

3. Лазеры являются самыми мощными источниками света. В узком интервале спектра кратковременно (в течение промежутка времени продолжительностью порядка 10^{-9} с) у некоторых типов лазеров достигается интенсивность излучения 10^{14} Вт/см^2, в то время как интенсивность излучения Солнца равна только $7 \cdot 10^3$ Вт/см^2, причём суммарно по всему спектру. На узкий же интервал $\Delta\lambda = 10^{-6}$ см (ширина спектральной линии лазера) приходится у Солнца всего лишь 0,2 Вт/см^2. Напряжённость электрического поля в электромагнитной волне, излучаемой лазером, превышает напряжённость поля внутри атома.

Принцип действия лазеров



В обычных условиях большинство атомов находится в низшем энергетическом состоянии. Поэтому при низких температурах вещества не светятся.

При прохождении электромагнитной волны сквозь вещество её энергия поглощается. За счёт поглощённой энергии

* Слово *лазер* образовано как сочетание первых букв слов английского выражения «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» («усиление света при помощи индуцированного излучения»).



Рис. 6.25 Рис. 6.26

волны часть атомов возбуждается, т. е. переходит в высшее энергетическое состояние. При этом от светового пучка отнимается энергия

$$h\nu = E_2 - E_1,$$

равная разности энергий между уровнями *2* и *1*. На рисунке 6.25, *а* схематически представлены невозбуждённый атом и электромагнитная волна в виде отрезка синусоиды. Электрон находится на нижнем уровне. На рисунке 6.25, *б* изображён возбуждённый атом, поглотивший энергию. Возбуждённый атом может отдать свою энергию соседним атомам при столкновении или испустить фотон в любом направлении.

Теперь представим себе, что каким-либо способом мы возбудили бо́льшую часть атомов среды. Тогда при прохождении через вещество электромагнитной волны с частотой

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

эта волна будет не ослабляться, а, напротив, усиливаться за счёт индуцированного излучения. Под её воздействием атомы согласованно переходят в низшие энергетические состояния, излучая волны, совпадающие по частоте и фазе с падающей волной. На рисунке 6.26, *а* показаны возбуждённый атом и волна, а на рисунке 6.26, *б* схематически показано, что атом перешёл в основное состояние, а волна усилилась.

Трёхуровневая система

Существуют различные методы получения среды с возбуждёнными состояниями атомов. В рубиновом лазере для этого используется специальная мощная лампа. Атомы возбуждаются за счёт поглощения света.

Но двух уровней энергии для работы лазера недостаточно. Каким бы мощным ни был свет лампы, число возбуждённых атомов не будет больше числа невозбуждённых. Ведь свет одновременно и возбуждает атомы, и вызывает индуцированные переходы с верхнего уровня на нижний.

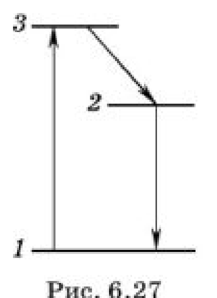


Рис. 6.27

Выход был найден в использовании трёх энергетических уровней (общее число уровней всегда велико; но речь идёт о «работающих» уровнях). На рисунке 6.27 изображены три энергетических уровня. Существенно, что в отсутствие внешнего воздействия время, в течение которого система находится в различных энергетических состояниях («время жизни»), неодинаково. На уровне *3* система живёт очень мало, порядка 10^{-8} с, после чего самопроизвольно переходит в состояние *2* без излучения света. (Энергия при этом передаётся кристаллической решётке.) «Время жизни» в состоянии *2* в 100 000 раз больше, т. е. составляет около 10^{-3} с. Переход из состояния *2* в состояние *1* под действием внешней электромагнитной волны сопровождается излучением. Это используется в лазерах. После вспышки мощной лампы система переходит в состояние *3* и спустя промежуток времени 10^{-8} с оказывается в состоянии *2*, в котором живёт сравнительно долго. Таким образом и создаётся «перенаселённость» возбуждённого уровня *2* по сравнению с невозбуждённым уровнем *1*. Необходимые энергетические уровни имеются в кристаллах рубина. Рубин — это красный кристалл оксида алюминия Al_2O_3 с примесью атомов хрома (около 0,05%). Именно уровни ионов хрома в кристалле обладают требуемыми свойствами.

Устройство рубинового лазера



Из кристалла рубина изготовляется стержень с плоскопараллельными торцами. Газоразрядная лампа, имеющая форму спирали (рис. 6.28), даёт сине-зелёный свет. Кратковременный импульс тока от батареи конденсаторов ёмкостью в несколько тысяч микрофарад вызывает яркую вспышку лампы. Спустя малое время энергетический уровень *2* становится «перенаселённым».

В результате самопроизвольных переходов *2* ⟶ *1* начинают излучаться волны всевозможных направлений. Те из них, которые идут под углом к оси кристалла, выходят из него и не играют в дальнейших процессах никакой роли. Но волна, идущая вдоль оси кристалла, многократно отражается от его торцов. Она вызывает индуцированное излучение возбуждённых ионов хрома и быстро усиливается. На рисун-

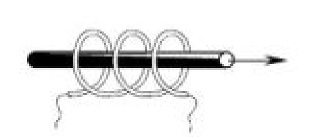


Рис. 6.28

Рис. 6.29

ке 6.29 показано развитие лавины фотонов вдоль оси рубинового стержня.

Один из торцов рубинового стержня делают зеркальным, а другой — полупрозрачным. Через него выходит мощный кратковременный (длительностью около сотни микросекунд) импульс красного света, обладающий теми феноменальными свойствами, о которых было рассказано в начале параграфа. Волна является когерентной, так как все атомы излучают согласованно, и очень мощной, так как при индуцированном излучении вся запасённая энергия выделяется за очень малое время.

Другие типы лазеров

Рубиновый лазер, с которым мы познакомились, работает в импульсном режиме. Существуют также лазеры непрерывного действия.

В газовых лазерах этого типа рабочим веществом является газ. Атомы рабочего вещества возбуждаются электрическим разрядом.

Применяются и полупроводниковые лазеры непрерывного действия. Они созданы впервые в нашей стране. В них энергия для излучения заимствуется от электрического тока.

Созданы очень мощные газодинамические лазеры непрерывного действия на сотни киловатт. В этих лазерах «перенаселённость» верхних энергетических уровней создаётся при расширении и адиабатном охлаждении сверхзвуковых газовых потоков, нагретых до нескольких тысяч кельвинов.

Существующие лазеры охватывают широкий диапазон длин волн, от инфракрасных ($\lambda \approx 10$ мкм) до ультрафиолетовых ($\lambda \approx 0{,}2$ мкм). Ведутся работы по созданию лазеров в рентгеновском диапазоне длин волн. В принципе возможно создание гамма-лазеров.

Применение лазеров

Очень перспективно применение лазерного луча для связи, особенно в космическом пространстве, где нет поглощающих свет облаков.

Огромная мощность лазерного луча используется для испарения материалов в вакууме, для сварки и т. д. Лазерным лучом раскраивают ткани и режут стальные листы, сваривают кузова автомобилей и приваривают мельчайшие детали в радиоэлектронной аппаратуре, пробивают отверстия в хрупких и сверхтвёрдых материалах. С помощью луча лазера можно производить хирургические операции, например «приваривать» отслоившуюся от глазного дна сетчатку. Лазеры позволяют получать объёмные изображения предметов, используя когерентность лазерного луча (голография).

Лазеры позволили осуществить светолокатор, с помощью которого расстояние до предметов измеряется с точностью до нескольких миллиметров. Такая точность недоступна для радиолокаторов.

Возбуждая лазерным излучением атомы или молекулы, можно вызвать между ними химические реакции, которые в обычных условиях не идут.

Перспективно использование лазерных лучей для осуществления управляемой термоядерной реакции (см. главу 7).

В настоящее время лазеры получили столь разнообразные и многочисленные применения (вплоть до использования в быту: проигрыватели компакт-дисков, лазерные указки и пр.), что и перечислить их здесь не представляется возможным.

Нелинейная оптика

Получение с помощью лазеров электромагнитных волн большой интенсивности привело к появлению и быстрому развитию нового раздела физики — *нелинейной оптики**.

В обычной оптике, которую можно назвать *линейной*, выполняется принцип суперпозиции. Ни в вакууме, ни в среде электромагнитные волны никак не взаимодействуют друг с другом. Кроме того, частота световой волны не меняется при прохождении через любое вещество. Это было экспериментально установлено ещё Ньютоном.

---

* Термин принадлежит С. И. Вавилову, который впервые в начале 20-х гг. XX в. пришёл к выводу о возможности существования нового класса оптических явлений.

Все нелинейные оптические явления наблюдаются при распространении света в веществе. Суть их состоит в том, что характер распространения света зависит от его интенсивности. Принцип независимости световых пучков перестаёт выполняться. Начинает это обнаруживаться тогда, когда напряжённость электрического поля в волне сравнивается с напряжённостью поля ядра внутри атома (порядка 10^{11} В/м). Такую напряжённость поля можно получить только с помощью лазеров. Обычные источники света дают поля с напряжённостью не более 10^5 В/м.

Интенсивная лазерная волна меняет свойства среды, в которой она распространяется. В результате и возникают разнообразные нелинейные эффекты.

К их числу относится эффект удвоения частоты. При прохождении мощного лазерного луча красного цвета через кристалл (например, ниобата бария) он превращается в зелёный (генерация второй гармоники). Если на кристалл направить два лазерных луча с частотами ω_1 и ω_2, то возникают новые волны с частотами $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_1 - \omega_2$. Эти нелинейные эффекты до некоторой степени напоминают нелинейные процессы, происходящие при модуляции электромагнитных колебаний. Рассматривать сложную теорию этого и других нелинейных оптических явлений мы не будем.

С помощью нелинейных оптических эффектов удалось создать приборы для генерирования когерентного оптического излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком интервале длин волн. Впервые такой прибор был предложен в 1962 г. советскими физиками Р. В. Хохловым и С. А. Ахмановым.

Ещё одно нелинейное оптическое явление — это самофокусировка лазерного луча в прозрачной среде. Самофокусировка была теоретически предсказана советским физиком Г. А. Аскарьяном в 1962 г. и открыта экспериментально в 1965 г. Суть дела в следующем. Обычный пучок света по мере распространения в среде расширяется, и интенсивность его падает. Если же мощность пучка достигает значения в несколько киловатт (или даже нескольких ватт для некоторых кристаллов), то пучок, напротив, стягивается в тонкую нить или даже «схлопывается». Причина этого в том, что показатель преломления среды начинает зависеть от интенсивности света, когда она превысит определённый предел. Обычно в пучке интенсивность максимальна на оси пучка. Если показатель преломления среды увеличивается с интен-

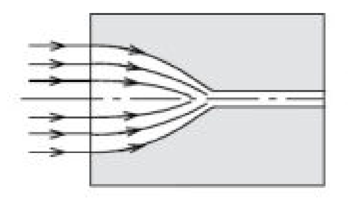


Рис. 6.30

сивностью, то это приводит к искривлению световых лучей в направлении участков с бо́льшим показателем преломления (подобное явление наблюдается при мираже). В результате и происходит самофокусировка (рис. 6.30).

Существует целый ряд других нелинейных эффектов. В частности, прозрачность среды при больших интенсивностях света начинает зависеть от интенсивности. У одних сред прозрачность уменьшается с ростом интенсивности, а у других, наоборот, увеличивается.

Любопытно, что с помощью мощных лазерных пучков электрону в металле может быть передана энергия не одним фотоном, а двумя или несколькими. При этом явление фотоэффекта теряет свой простой квантовый характер. Вместо известного уравнения Эйнштейна для фотоэффекта $h\nu = A + \frac{mv^2}{2}$ справедливо другое уравнение:

$$Nh\nu = A + \frac{mv^2}{2},$$

где N — число фотонов, поглощаемых электроном одновременно.

Большой вклад в развитие нелинейной оптики внёс академик Р. В. Хохлов (1926—1977). Им была создана в Московском государственном университете лаборатория нелинейной оптики, ставшая одним из ведущих мировых научных центров.

? 1. При взаимодействии с какими частями установки Томсона по дифракции электронов (см. рис. 6.10) наблюдаются корпускулярные свойства электронов и с какими — волновые?

2. Как изменится дифракционная картина в опытах Томсона (см. рис. 6.10), если установку поместить в однородное магнитное поле с индукцией $\vec{B}$, перпендикулярной пучку?

3. Почему лёгкие атомы с зарядом ядра менее $10e$ не испускают характеристические рентгеновские лучи?

4. Какие свойства лазерного излучения нашли применение в технике, медицине, промышленности?

§ 6.15. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Бо́льшая часть задач этого параграфа посвящена теории атома водорода Бора. Для их решения надо знать значения энергетических уровней водорода и уметь определять частоты (или длины волн) атомарного водорода с помощью второго постулата Бора (6.5.2). Кроме того, нужно уметь вычислять радиусы орбит атома водорода (6.6.5).

Принципиальное значение имеет задача 2. В ней на конкретном примере иллюстрируется сущность *принципа соответствия* Бора. Согласно этому принципу в предельных случаях новая теория (квантовая в данном случае) должна приводить к тем же результатам, что и старая (классическая).

Две достаточно сложные задачи предлагаются на применение соотношения неопределённостей (6.10.1) для оценки минимальных энергий атомных систем.

Другие задачи на применение квантовой механики, кроме использования формулы де Бройля (6.9.1) для длины волны, не предлагаются.

Задача 1

Определите длину волны λ, испускаемой при переходе иона гелия из стационарного состояния с номером $k = 4$ в состояние с номером $n = 2$.

Решение. Ион гелия с одним электроном вполне подобен атому водорода. Различие состоит в том, что заряд ядра в 2 раза больше. Это приводит к тому, что значения энергий стационарных состояний больше в 4 раза. Вместо формулы (6.6.7) справедливо выражение

$$E_n = -\frac{4me^4}{2\hbar^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots .$$

Искомая частота излучения

$$\nu_{42} = \frac{E_4 - E_2}{2\pi\hbar} = \frac{me^4}{\pi\hbar^3}\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{16}\right).$$

Длина волны

$$\lambda_{42} = \frac{c}{\nu_{42}} = 1{,}22 \cdot 10^{-5} \text{ см}.$$

Задача 2

Покажите, что частота, излучаемая при переходе с $(n+1)$-й на n-ю боровскую орбиту, стремится при $n \to \infty$ к частоте обращения электрона на n-й орбите. (Это означает совпадение результатов квантовой и классической теорий излучения электромагнитных волн.)

Решение. Частота излучения при переходе с $(n+1)$-го уровня на n-й равна:

$$\nu = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2}\right) = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3}\frac{2n+1}{(n+1)^2 n^2}. \quad (6.15.1)$$

При условии $n \gg 1$ приближённо следует:

$$\nu_{\text{кв}} \approx \frac{me^4}{2\pi\hbar^3 n^3}. \quad (6.15.2)$$

С другой стороны, частота обращения электрона

$$\nu = \frac{\upsilon}{2\pi r}, \quad (6.15.3)$$

где υ — скорость движения по орбите радиусом r. Согласно классической теории, такой же должна быть частота излучения.

Второй закон Ньютона приводит к связи

$$\upsilon = \frac{e}{\sqrt{mr}} \quad (6.15.4)$$

[см. формулу (6.6.2)].

Подставляя в формулу (6.15.3) значение υ из (6.15.4), получим:

$$\nu = \frac{e}{2\pi r\sqrt{mr}}. \quad (6.15.5)$$

Если теперь в выражение (6.15.5) подставить радиус n-й боровской орбиты:

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{me^2}, \quad (6.15.6)$$

то для классической частоты излучения будем иметь:

$$\nu_{\text{кл}} = \frac{me^4}{2\pi\hbar^3 n^3} = \nu_{\text{кв}}.$$

Задача 3

Оцените с помощью соотношения неопределённостей минимальную энергию атома водорода.

Решение. Энергия электрона в атоме водорода (см. § 6.6) равна:

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r}. \qquad (6.15.7)$$

Неопределённость в положении электрона порядка размеров атома: $\Delta r \approx r$.

Согласно соотношению неопределённостей неопределённость импульса $\Delta p \gtrsim \frac{\hbar}{r}$. Из-за этого сам импульс в атоме не может быть меньше $\frac{\hbar}{r}$, т. е. $p \approx \frac{\hbar}{r}$. Подставляя это значение импульса в формулу (6.15.7), получим:

$$E = \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{r}. \qquad (6.15.8)$$

Для нахождения минимального значения $E_{\min}$ нужно вычислить производную энергии по r и приравнять её к нулю:

$$E' = -\frac{\hbar^2}{mr^3} + \frac{e^2}{r^2} = 0. \qquad (6.15.9)$$

Отсюда значение r, соответствующее минимуму энергии, равно:

$$r_{\min} = \frac{\hbar^2}{me^2}. \qquad (6.15.10)$$

Это не что иное, как радиус первой боровской орбиты. Подставляя выражение (6.15.10) в уравнение (6.15.8), найдём минимальное значение энергии атома:

$$E_{\min} = -\frac{me^4}{2\hbar^2}. \qquad (6.15.11)$$

То, что значение минимальной энергии в точности совпало с выражением (6.6.8), — дело случая. Соотношение неопределённостей, вообще говоря, даёт минимальное значение энергии с точностью до числового коэффициента (т. е. по порядку величины).

Упражнение 8

1. На какое минимальное расстояние сблизятся при центральном ударе α-частица и ядро олова? Скорость α-частицы равна 10^9 см/с. Ядро олова считать неподвижным, а его заряд равным $50e$, где e — модуль заряда электрона.
2. Каковы скорость v и ускорение a электрона на первой боровской орбите в атоме водорода?
3. Какова напряжённость электрического поля на первой и четвёртой боровских орбитах в атоме водорода?
4. Определите длину волны света, испускаемого атомом водорода при его переходе из стационарного состояния с номером $k = 4$ в состояние с номером $n = 2$.
5. Чему равна энергия фотона, соответствующего минимальной частоте в серии Бальмера?
6. Какую минимальную энергию надо сообщить атому водорода, чтобы перевести его в возбуждённое состояние?
7. Определите минимальную и максимальную частоты в серии Бальмера.
8. Пары ртути в разрядной трубке начинают излучать при напряжении на электродах 4,9 В. Какова длина волны возникающего изучения?
9. Какие спектральные линии появятся в излучении водорода при возбуждении электрона с энергией 12,5 эВ?
10. Оцените с помощью соотношения неопределённостей минимальную энергию линейного гармонического осциллятора, собственная частота колебаний которого ω_0.
11. Определите длины волн, соответствующих движению α-частицы со скоростью 5000 км/с и молекулы кислорода при температуре 27 °C.
12. Электроны, падающие на алюминиевую фольгу, образуют дифракционную картину в виде колец. Угловое отклонение спектра первого порядка $\theta = 1°1'$. Расстояние между кристаллическими плоскостями алюминия $d = 4{,}05 \cdot 10^{-8}$ см. Чему равна скорость электронов?

---

1. Представьте в виде схемы взаимосвязь между следующими понятиями: «постулат», «аксиома», «теорема». Представьте в виде таблицы примеры постулатов, аксиом и теорем из физики, математики, геометрии, биологии, химии, а также из области гуманитарных наук.

2. Напишите реферат на тему «Модели атома».

3. Подготовьте аналитический обзор «От формулы Бальмера до опытов Франка и Герца».

4. Напишите эссе «Как совершаются открытия?» (основываясь на исследованиях Нильса Бора).

5. Напишите аналитический обзор «Периодическая система химических элементов: Д. И. Менделеев и квантовая механика».

6. Напишите эссе «Принцип Паули и взаимодействие людей».

Глава 7

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

§ 7.1. АТОМНОЕ ЯДРО И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Слова «атомное ядро» и «элементарные частицы» уже неоднократно упоминались в нашем курсе физики. Вся ядерная физика посвящена, в сущности, исследованию взаимодействия различных ядер и элементарных частиц друг с другом.

Проблема элементарных частиц возникла после открытия сложного строения атома, после открытия электрона. С момента же, когда Резерфорд доказал существование внутри атома ядра, началось развитие *ядерной физики* — науки о строении, свойствах и взаимных превращениях атомных ядер. Правда, вначале всё внимание было сосредоточено на исследовании более простой и самой актуальной в начале XX в. проблемы строения электронной оболочки атома. Теория элементарных частиц и ядра начала развиваться значительно позднее, когда на основе квантовой механики была построена теория атома.

Первоначально разделения на ядерную физику и физику элементарных частиц не было. С многообразием мира элементарных частиц физики столкнулись при изучении ядерных процессов. Выделение физики элементарных частиц в самостоятельную область исследования произошло в середине XX в. Теперь мы имеем два самостоятельных раздела физики: содержание одного из них составляет изучение структуры и превращений атомных ядер, а содержание другого — изучение природы, свойств и взаимных превращений эле-

ментарных частиц. Однако в отношении рассматриваемых и применяемых методов исследования у обоих разделов сохранилось много общего.

Если многие элементарные частицы (нейтрон, нейтрино и др.) были открыты при исследовании ядерных процессов, то, в свою очередь, исследование взаимодействия и взаимных превращений элементарных частиц пролило свет на многие ядерные процессы, такие, например, как β-излучение ядер (вылет из ядра электронов).

Можно предположить, что сегодняшняя относительная независимость этих двух разделов физики является временной. Она связана с тем, что пока мы ещё не располагаем удовлетворительной количественной теорией элементарных частиц. В дальнейшем же вся ядерная физика будет строиться на основе теории элементарных частиц, подобно тому как квантовая теория атома уже сейчас строится на основе известных из опыта свойств атомных ядер и электронов.

Мы начинаем со знакомства с атомным ядром и посвятим этому большую часть времени. Лишь после этого перейдём к элементарным частицам.

Пока об атомном ядре нам известно следующее: 1) размеры ядра (10^{-12}—10^{-13} см) в десятки или сотни тысяч раз меньше размеров атома (10^{-8} см); 2) заряд ядра равен его порядковому номеру Z в таблице Менделеева, умноженному на элементарный заряд e; 3) практически вся масса атома сосредоточена в атомном ядре.

Теперь нам предстоит выяснить следующие фундаментальные вопросы: из чего состоит атомное ядро? Какие силы удерживают составные части ядра друг около друга? Какие превращения ядер возможны?

§ 7.2. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Вначале ознакомимся с устройствами, которые вообще сделали возможными возникновение и развитие физики атомного ядра и элементарных частиц. Это устройства для регистрации и изучения отдельных актов — столкновений и взаимных превращений ядер и элементарных частиц. Именно они дают необходимую информацию о реальных событиях, которые происходят в микромире.

Принцип действия приборов для регистрации элементарных частиц

Любое устройство, регистрирующее элементарные частицы или движущиеся атомные ядра, подобно заряженному ружью со взведённым курком. Небольшое усилие при нажатии на спусковой крючок ружья вызывает эффект, не сравнимый с затраченным усилием, — выстрел.

Регистрирующий прибор — это более или менее сложная макроскопическая система, которая может находиться в неустойчивом состоянии. При небольшом возмущении, вызванном пролетевшей частицей, немедленно начинается процесс перехода системы в новое, более устойчивое состояние. Этот процесс и позволяет регистрировать частицу.

Методы регистрации частиц весьма разнообразны и в большом числе случаев, особенно при регистрации частиц высоких энергий, отличаются большой сложностью и дороговизной. Комплект регистрирующей аппаратуры, обслуживающей ускоритель элементарных частиц, по своей стоимости приближается к стоимости самого ускорителя.

В зависимости от целей эксперимента и условий, в которых он проводится, применяются те или иные регистрирующие устройства, отличающиеся друг от друга по основным характеристикам. К последним относятся: *эффективность* (отношение количества зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в прибор), *минимальное время регистрации* (время, за которое прибор после регистрации очередной частицы возвращается в исходное, рабочее состояние), *точность* измерений энергий, масс, зарядов частиц и т. д.

Мы ограничимся кратким описанием устройств, применяемых наиболее широко при исследовании элементарных частиц и в ядерной физике. С простейшим методом регистрации — подсчётом сцинтилляций вы уже знакомы.

Газоразрядный счётчик Гейгера

Счётчик Гейгера — один из важнейших приборов для автоматического счёта частиц. Хорошие счётчики позволяют регистрировать до 10 000 и более частиц в секунду. Счётчик (рис. 7.1) состоит из стеклянной трубки *1*, покрытой изнутри металлическим слоем (катод *2*), и тонкой металлической нити, идущей вдоль оси трубки (анод *3*). Трубка заполняется газом, обычно аргоном. Действие счётчика основано на ударной ионизации. Заряженная частица (электрон,

α-частица и т. д.), пролетая в газе, отрывает у атомов электроны и таким образом создаёт положительные ионы и свободные электроны. Электрическое поле между анодом и катодом (к ним подводится высокое напряжение) ускоряет электроны до энергий, при которых начинается ударная ионизация. Возникает лавина ионов, и ток через счётчик резко возрастает. При этом на нагрузочном резисторе R образуется импульс напряжения, который подаётся в регистрирующее устройство (обычно это усилитель и механический счётчик).

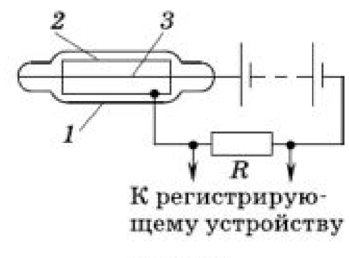


Рис. 7.1

Для того чтобы счётчик мог регистрировать новую частицу, лавинный разряд необходимо погасить. Это происходит автоматически. Так как в момент появления импульса тока падение напряжения на нагрузочном резисторе R велико, то напряжение между анодом и катодом резко уменьшается — настолько, что разряд прекращается и счётчик снова готов к работе.

Счётчик Гейгера применяется в основном для регистрации электронов и γ-квантов (фотонов большой энергии). Однако непосредственно γ-кванты вследствие их малой ионизирующей способности не регистрируются. Для их обнаружения внутреннюю стенку трубки покрывают материалом, из которого γ-кванты выбивают электроны. При регистрации электронов эффективность счётчика порядка 100%, а при регистрации γ-квантов всего лишь около 1%.

Регистрация тяжёлых частиц (например, α-частиц) затруднена, так как довольно трудно сделать в счётчике достаточно тонкое «окошко», прозрачное для этих частиц.

При большом числе частиц механический счётчик не успевает срабатывать («захлёбывается»). Поэтому применяют пересчётные радиотехнические устройства, позволяющие регистрировать какую-то известную долю всех импульсов (1 из 4 или 1 из 16 и т. д.).

Сцинтилляционный счётчик

В настоящее время в экспериментах на крупнейших ускорителях широко применяются *сцинтилляционные* и *черенковские счётчики*.

Метод сцинтилляций, напомним, состоит в подсчёте крохотных вспышек света при попадании α-частиц на экран, покрытый сульфидом цинка. Впоследствии этим методом, как малоэффективным, перестали пользоваться. Однако в 40-х гг. XX в. сцинтилляционный метод был возрождён благодаря двум усовершенствованиям. Во-первых, непрозрачные экраны, покрытые сульфидом цинка (ZnS), были заменены прозрачными кристаллами некоторых органических соединений или неорганическими кристаллами йодида натрия (NaI) или йодида калия (KI) с примесями, а также прозрачными жидкими сцинтилляторами. Благодаря этому оказалось возможным заменить поверхностный эффект объёмным и, используя большое количество сцинтилляций, обеспечить высокую чувствительность прибора. Во-вторых, вместо визуальной регистрации вспышек света в сцинтилляторе было предложено применять изобретённый к тому времени фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), имеющий коэффициент усиления около 100 млн.

Сцинтилляционный счётчик представляет собой комбинацию сцинтиллятора (твёрдого или жидкого) и фотоумножителя (рис. 7.2). Излучаемый сцинтиллятором при прохождении частицы свет попадает на фотокатод ФЭУ. Выбитые из катода электроны ускоряются электрическим полем и размножаются за счёт вторичных электронов, выбитых из промежуточных электродов — динодов. В конце концов возникает достаточно сильный импульс тока, который можно непосредственно регистрировать. Существенно, что сила тока выходного импульса счётчика прямо пропорциональна поглощённой сцинтиллятором энергии частицы. Это позволяет измерять энергию частиц.

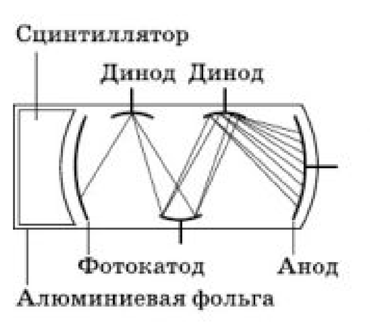


Рис. 7.2

Широкое применение сцинтилляционных счётчиков объясняется тем, что, имея простое устройство, они успешно регистрируют практически все частицы. Эффективность регистрации велика. Даже γ-кванты могут регистрироваться с эффективностью 100%. Используя большие объёмы жидкого сцинтиллятора, можно регистрировать частицы, очень слабо взаимодействующие с веществом.

Черенковский счётчик

На совершенно ином принципе основано действие черенковского счётчика. Советскими физиками, лауреатами Нобелевской премии П. А. Черенковым (1904—1990), И. Е. Таммом (1895—1971) и И. М. Франком (1908—1990) было установлено, что при движении частицы в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде, возникает слабое излучение*.

Происхождение черенковского излучения можно объяснить следующим образом. Рассмотрим ряд последовательных положений электрона, движущегося с постоянной скоростью $\vec{v}$ вдоль прямой KA (рис. 7.3). Каждую точку среды можно считать источником сферической волны, возникающей в момент прохождения через неё частицы. Так как скорость электрона больше скорости света в среде $c_с$, эти волны появляются только позади электрона. В момент, когда электрон находится в точке A, отдельные волны изображены окружностями разных радиусов. Согласно принципу Гюйгенса, огибающая этих сфер — волновой фронт — представляет собой коническую поверхность**. Конус движется вперёд со скоростью электрона. Угол раствора конуса определяется соотношением

$$\sin\alpha = \frac{HB}{AB} = \frac{c_с t}{vt} = \frac{c_с}{v}. \qquad (7.2.1)$$

Рис. 7.3

* Частица не может двигаться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Но движение со скоростью, большей скорости света в среде, не противоречит теории относительности.

** Аналогичное явление наблюдается при движении тела в воздухе со сверхзвуковой скоростью. Возникает ударная волна, которую вы можете слышать при полёте сверхзвукового самолёта.

Этот эффект можно использовать для регистрации элементарных частиц, улавливая с помощью чувствительного фотоумножителя черенковское излучение, возникающее в газе, жидкости или прозрачном твёрдом теле.

Черенковские счётчики пригодны только для регистрации частиц, движущихся с релятивистскими скоростями. По углу между направлением движения частицы и направлением излучения можно с точностью до десятых долей процента определить скорость частицы.

Камера Вильсона

Счётчики позволяют лишь регистрировать факт прохождения через них частицы и фиксировать некоторые её характеристики. Наиболее наглядная и точная информация о событиях микромира получается с помощью камеры Вильсона и её «младшей сестры» — пузырьковой камеры. В этих приборах заряженная частица оставляет след, который можно наблюдать непосредственно или фотографировать. Эти приборы можно назвать «окнами» в микромир.

Камера Вильсона создана в 1912 г. английским физиком Ч. Вильсоном (1869—1959). Она представляет собой герметически закрытый сосуд, заполненный парами воды или спирта, близкими к насыщению (рис. 7.4. Цифрами обозначены: *1* — источник заряженных частиц; *2* — поршень; *3* и *4* — электроды для создания электрического поля; *5* — лампа для бокового освещения; *6* — треки). При резком опускании поршня, вызванном уменьшением давления под поршнем, пар в камере адиабатически расширяется. Вследствие этого происходит охлаждение, и пар становится пересыщенным. Это неустойчивое состояние пара. Если частица проникает в камеру непосредственно перед расширением или после него, то ионы, которые она образует, будут действовать как центры конденсации. Возникающие на них капельки воды образуют след пролетевшей частицы — трек. Затем камера возвращается в исходное состояние и ионы удаляются электрическим полем. Перед очеред-

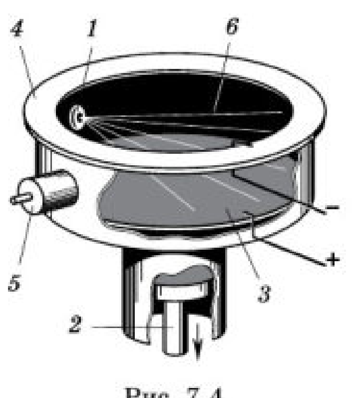


Рис. 7.4

ным расширением это поле выключается. В зависимости от размеров камеры время восстановления рабочего режима колеблется от нескольких секунд до десятков минут.

Информация, которую дают треки в камере Вильсона, значительно богаче той, которую могут дать счётчики. По длине трека можно определить энергию частицы, а по числу капелек на единицу длины трека оценивается её скорость.

Помещая камеру в однородное магнитное поле (метод, предложенный советскими физиками П. Л. Капицей (1894—1984) и Д. В. Скобельциным (1892—1990)), можно по направлению изгиба траектории и её кривизне определить знак заряда и отношение заряда к массе или импульс частицы (если её заряд известен).

Хуже обстоит дело с нейтральными частицами. Они не оставляют следов в камере Вильсона, так как, не обладая зарядом, не вызывают ионизации атомов. Об их присутствии можно судить только по вторичным эффектам: столкновению с заряженными частицами или распадам на заряженные частицы.

Наиболее интересные события в микромире происходят при столкновениях частиц высокой энергии. Можно наблюдать целые серии последовательных превращений более тяжёлых частиц в более лёгкие. Можно, но только не в камере Вильсона. Из-за малой плотности рабочего вещества камеры (газ) проследить длинную цепь рождений и распадов частиц нельзя. Частицы большой энергии слишком быстро покидают камеру, не испытав каких-либо превращений.

Пузырьковая камера

В 1952 г. физики справились с этой проблемой. Была построена пузырьковая камера. Эта камера наполняется жидкостью, чаще всего жидким водородом или пропаном. В подготовленном для работы состоянии жидкость в камере находится под высоким давлением, предохраняющим её от закипания, несмотря на то что температура жидкости выше температуры кипения при атмосферном давлении. При резком понижении давления жидкость оказывается перегретой и в течение некоторого времени находится в этом неустойчивом состоянии. Для того чтобы она закипела, нужны какие-либо центры парообразования. Пролетающая заряженная частица и создаёт такие центры в виде цепочки ионов.

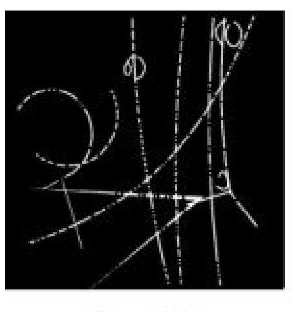


Рис. 7.5

На этих ионах образуются пузырьки пара, составляющие трек частицы (рис. 7.5).

Длительность рабочего цикла камеры невелика — около 0,1 с. В этом состоит ещё одно преимущество пузырьковой камеры перед камерой Вильсона.

Из-за большой плотности жидкости (по сравнению с плотностью газа) частица быстро теряет свою энергию. Пробеги частиц оказываются достаточно короткими, и частицы даже больших энергий застревают в камере. Это позволяет наблюдать как распад частицы (или серию последовательных распадов), так и вызываемые ею реакции. Большинство новых элементарных частиц было открыто в последнее время с помощью пузырьковых камер.

Обработка информации, даваемой пузырьковой камерой, весьма трудоёмка. Сначала фотографии треков просматривают и отбирают наиболее интересные. Затем изображения с помощью специального устройства преобразуются в серию электрических импульсов, подобно тому как это делается в телевизионной передающей трубке, и дальнейший анализ производится с помощью электронных вычислительных машин автоматически. И даже в этом случае на изучение каждой фотографии затрачивается довольно много времени. Поэтому обнаружить с помощью пузырьковой камеры очень редкие события в мире элементарных частиц довольно трудно.

Для увеличения вероятности обнаружения редких реакций между частицами изготовляют огромные пузырьковые камеры с рабочим объёмом около 30 м^3. Часто камеры заполняют более плотными жидкостями, чем водород или пропан, например фреоном.

Наблюдение следов элементарных частиц производит сильное впечатление, создает ощущение соприкосновения с микромиром.

Искровая камера

В 1957 г. была изобретена искровая камера. Её действие основано на применении электрического пробоя. В камере имеется система плоскопараллельных пластин, расположенных близко друг к другу. Пространство между пластинами заполнено инертным газом (обычно неоном). На пластины

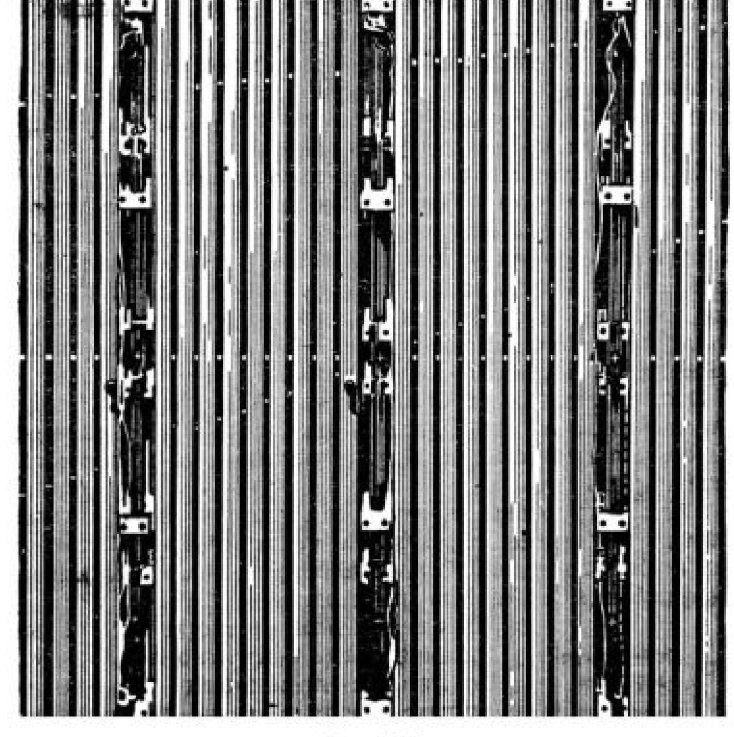


Рис. 7.6

подаётся высокое напряжение, чуть ниже пробойного. При пролёте быстрой частицы вдоль её траектории между пластинами проскакивают искры, создавая огненный трек (рис. 7.6).

Главное преимущество искровой камеры по сравнению с пузырьковой состоит в том, что она может управляться автоматически. Команда к фотографированию треков даётся лишь после того, как окружающие камеру счётчики зарегистрируют событие, представляющее интерес. Одновременно подаётся напряжение на электроды камеры. Часто при этом применяются электронные логические схемы, оценивающие автоматически до включения камеры важность получаемой информации.

Такое управление пузырьковой камерой невозможно. Дело в том, что время жизни зародышевых пузырьков очень мало (менее миллионной доли секунды) и за это время по сигналу счётчиков не успевает срабатывать механическое устройство, уменьшающее давление в камере. Но чёткость треков в пузырьковой камере много выше, чем в искровой.

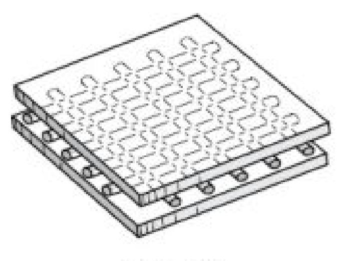


Рис. 7.7

Искровая камера, кроме того, позволяет осуществлять автоматическую регистрацию треков с использованием электронно-вычислительных машин непосредственно в экспериментальной установке. Для этого электроды камеры выполняются в виде очень тонких параллельных проволочек, расположенных на расстоянии около 1 мм друг от друга (рис. 7.7). Искра при попадании в какую-либо проволочку вызывает в ней слабый ток, который фиксируется с помощью того или иного устройства и подаётся в вычислительную машину. Номера проволочек, в которых возник ток, определяют траекторию частицы. Таким образом, вычислительная машина сразу же получает сведения о процессах в камере и может тут же анализировать полученные данные. Это чрезвычайно сокращает время между экспериментом и получением обработанной информации.

Кроме того, внутри искровых камер можно помещать многотонные металлические пластины для увеличения вероятности обнаружения редких реакций. Поместить такие массивные мишени внутрь пузырьковой камеры невозможно.

Для обнаружения редких реакций применяют в настоящее время сложные комбинированные детекторы, состоящие из больших объёмов жидкого сцинтиллятора, множества фотоумножителей и счётчиков, нескольких искровых камер и мощных электромагнитов.

Метод толстослойных фотоэмульсий

До сих пор для регистрации частиц применяются толстослойные фотоэмульсии. Ионизирующее действие быстрых заряженных частиц на эмульсию фотопластинки позволило французскому физику А. Беккерелю открыть в 1896 г. радиоактивность. Метод фотоэмульсии был развит советскими физиками Л. В. Мысовским, А. П. Ждановым и др.

Фотоэмульсия содержит большое количество микроскопических кристаллов бромида серебра. Быстрая заряженная частица, пронизывая кристаллик, отрывает электроны от отдельных атомов брома. Цепочка таких кристалликов образует скрытое изображение. При проявлении в этих кристалликах восстанавливается металлическое серебро и цепочка

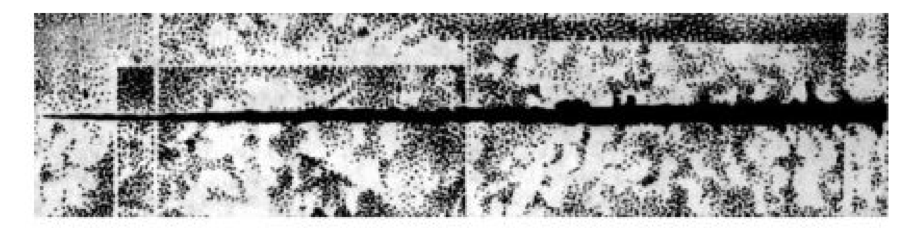


Рис. 7.8

зёрен серебра образует трек частицы (рис. 7.8). По длине и толщине трека можно оценить энергию и массу частицы.

Из-за большой плотности фотоэмульсии треки получаются очень короткими (порядка 10^{-3} см для α-частиц, испускаемых радиоактивными элементами), но при фотографировании их можно увеличить.

Преимущество фотоэмульсий состоит в непрерывном суммирующем действии. Это позволяет регистрировать редкие явления. Важно и то, что благодаря высокой тормозящей способности фотоэмульсий увеличивается число наблюдаемых интересных реакций между частицами и ядрами.

? Для чего при подготовке камеры Вильсона к очередному рабочему циклу в ней включают электрическое поле? Можно ли регистрировать треки частиц камерой, в которой электрическое поле постоянно выключено/включено?

§ 7.3. ОТКРЫТИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ

Нестабильность атомов была открыта в конце XIX в. Спустя 46 лет был построен первый ядерный реактор. Мы проследим за быстрым развитием физики атомного ядра в исторической последовательности.

Открытие *естественной радиоактивности* — явления, доказывающего сложный состав атомного ядра, — произошло благодаря счастливой случайности. Рентгеновские лучи, как вы помните, впервые были получены при столкновениях быстрых электронов со стеклянной стенкой разрядной трубки. Одновременно наблюдалось свечение стенок трубки. Беккерель долгое время исследовал родственное явление — послесвечение веществ, предварительно подвергшихся облучению солнечным светом. К таким веществам принадлежат, в частности, соли урана, с которыми экспериментировал Беккерель.

И вот у него возник вопрос: не появляются ли после облучения солей урана наряду с видимым светом и рентгеновские лучи? Беккерель завернул фотопластинку в плотную чёрную бумагу, положил сверху крупинки урановой соли и выставил на яркий солнечный свет. После проявления пластинка почернела на тех участках, где лежала соль. Следовательно, уран создавал какое-то излучение, которое, подобно рентгеновскому, пронизывает непрозрачные тела и действует на фотопластинку. Беккерель думал, что это излучение возникает под влиянием солнечных лучей. Но однажды, в феврале 1896 г., провести очередной опыт ему не удалось из-за облачной погоды. Беккерель убрал пластинку в ящик стола, положив на неё сверху медный крест, покрытый солью урана. Проявив на всякий случай пластинку два дня спустя, он обнаружил на ней почернение в форме отчётливой тени креста. Это означало, что **соли урана самопроизвольно, без влияния внешних факторов, создают какое-то излучение**. Начались интенсивные исследования. Конечно, не будь этой счастливой случайности, радиоактивные явления всё равно были бы открыты, но, по-видимому, значительно позже.

Вскоре Беккерель обнаружил, что излучение урановых солей ионизирует воздух, подобно рентгеновским лучам, и разряжает электроскоп. Испробовав различные химические соединения урана, он установил очень важный факт: интенсивность излучения определяется только количеством урана в препарате и совершенно не зависит от того, в какие соединения он входит. Следовательно, это свойство присуще не соединениям, а химическому элементу урану, его атомам.

Естественно было попытаться обнаружить, не обладают ли способностью к самопроизвольному излучению другие химические элементы, кроме урана. В 1898 г. Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) во Франции и другие учёные обнаружили излучение тория. В дальнейшем главные усилия в поисках новых элементов были предприняты Марией Склодовской-Кюри и её мужем Пьером Кюри. Систематическое исследование руд, содержащих уран и торий, позволило им выделить новый, неизвестный ранее химический элемент полоний, названный так в честь родины Марии Склодовской-Кюри — Польши.

Наконец, был открыт ещё один элемент, дающий очень интенсивное излучение. Он был назван радием (т. е. лучистым). Само же явление самопроизвольного излучения было названо супругами Кюри **радиоактивностью**.

Радий имеет относительную атомную массу, равную 226, и занимает в таблице Менделеева клетку под номером 88. До открытия Кюри эта клетка пустовала. По своим химическим свойствам радий принадлежит к щёлочно-земельным элементам.

Впоследствии было установлено, что все химические элементы с порядковым номером более 83 являются радиоактивными.

§ 7.4. АЛЬФА-, БЕТА- И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

После открытия радиоактивных элементов началось исследование физической природы их излучения. Кроме Беккереля и супругов Кюри, этим занялся Резерфорд.

Классический опыт, позволивший обнаружить сложный состав радиоактивного излучения, состоял в следующем. Радиоактивный препарат помещался на дно узкого канала в куске свинца. Против канала находилась фотопластинка. На выходившее из канала излучение действовало сильное магнитное поле, линии индукции которого перпендикулярны лучу (рис. 7.9). Вся установка размещалась в вакууме.

В отсутствие магнитного поля на фотопластинке после проявления обнаруживалось одно тёмное пятно, точно против канала. В магнитном поле пучок распадался на три пучка. Две составляющие первичного потока отклонялись в противоположные стороны. Это указывало на наличие у этих излучений электрических зарядов противоположных знаков. При этом отрицательная компонента излучения отклонялась магнитным полем гораздо больше, чем положительная. Третья составляющая не отклонялась магнитным полем. Положительно заряженная компонента получила название альфа-лучей, отрицательно заряженная — бета-лучей и нейтральная — гамма-лучей (α-лучи, β-лучи, γ-лучи).

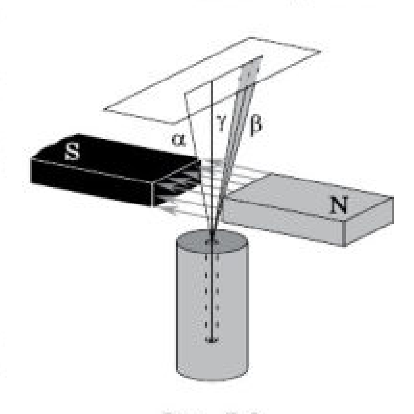


Рис. 7.9

Эти три вида излучения очень сильно отличаются друг от друга по проникающей способности, т. е. по тому, насколько интен-

сивно они поглощаются различными веществами. Наименьшей проникающей способностью обладают α-лучи. Слой бумаги толщиной около 0,1 мм для них уже непрозрачен. Если прикрыть отверстие в свинцовой пластинке листочком бумаги, то на фотопластинке не обнаружится пятна, соответствующего α-излучению.

Гораздо меньше поглощаются при прохождении через вещество β-лучи. Алюминиевая пластинка полностью их задерживает только при толщине в несколько миллиметров. Наибольшей проникающей способностью обладают γ-лучи.

Как и в случае рентгеновских лучей, интенсивность поглощения γ-лучей увеличивается с ростом атомного номера вещества-поглотителя. Но и слой свинца толщиной в 1 см не является для них непреодолимой преградой. При прохождении через такую пластину их интенсивность убывает лишь вдвое.

Физическая природа α-, β- и γ-лучей, очевидно, различна.

Гамма-лучи

По своим свойствам γ-лучи очень сильно напоминают рентгеновские, но только их проникающая способность гораздо больше, чем у рентгеновских лучей. Это наводит на мысль, что γ-лучи представляют собой электромагнитные волны. Все сомнения в этом отпали после того, как была обнаружена дифракция γ-лучей на кристаллах и измерена длина волны. Она оказалась очень малой — от 10^{-8} до 10^{-11} см.

На шкале электромагнитных волн γ-лучи непосредственно следуют за рентгеновскими. Скорость распространения в вакууме у γ-лучей такая же, как у всех электромагнитных волн, — около 300 000 км/с.

Бета-лучи

С самого начала α- и β-лучи рассматривались как потоки заряженных частиц. Проще всего было экспериментировать с β-лучами, так как они сильно отклоняются как в магнитном, так и в электрическом поле.

Основная задача состояла в определении заряда и массы частиц. При исследовании отклонения β-частиц в электрических и магнитных полях было установлено, что они пред-

ставляют собой не что иное, как электроны, движущиеся со скоростями, очень близкими к скорости света. Существенно, что скорости β-частиц, испущенных данным радиоактивным элементом, неодинаковы. Встречаются частицы с самыми различными скоростями.

Альфа-частицы

Труднее оказалось выяснить природу α-частиц, так как они слабо отклоняются магнитным и электрическим полями.

Окончательно эту задачу удалось решить Резерфорду. Он измерил отношение заряда q частицы к её массе m по отклонению в электрическом и магнитном полях. Оно оказалось примерно в 2 раза меньше, чем у протона — ядра атома водорода. Для определения массы α-частицы нужно было измерить ещё её заряд.

Это было сделано лишь после изобретения счётчика Гейгера. С его помощью подсчитывалось число частиц, попадающих в единицу времени внутрь металлического цилиндра, соединённого с электрометром (рис. 7.10). Сквозь очень тонкое окошко α-частицы могут проникать внутрь счётчика и регистрироваться им. Электрометр позволяет определить суммарный заряд α-частиц, испущенных за определённый интервал времени. Такого рода опыты показали, что заряд α-частицы равен удвоенному элементарному заряду. Следовательно, её масса в 4 раза превосходит массу атома водорода, т. е. равна массе атома гелия. Таким образом, α-частица оказалась ядром атома гелия*.

Не довольствуясь достигнутым результатом, Резерфорд затем ещё прямыми опытами доказал, что при радиоактивном α-распаде образуется гелий. Собирая α-частицы внутри специального резервуара на протяжении нескольких дней, Резерфорд с помощью спектрального анализа убедился в том, что в сосуде накапливается гелий (каждая α-частица захватывала два электрона и превращалась в атом гелия).

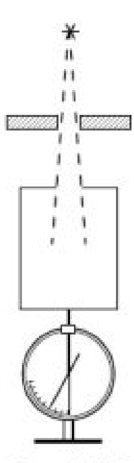


Рис. 7.10

*В то время (первое десятилетие XX в.) атомное ядро ещё не было открыто. Поэтому Резерфорд говорил об ионе атома гелия.

§ 7.5. РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Что же происходит с веществом при радиоактивном излучении? Ответить на этот вопрос в начале XX в. было очень непросто. Уже в самом начале исследований радиоактивности обнаружилось много странного и необычного.

Во-первых, удивительное постоянство, с которым радиоактивные элементы уран, торий и радий испускают излучения. На протяжении суток, месяцев и лет интенсивность излучения заметно не изменялась. На него не оказывали никакого влияния такие обычные воздействия, как нагревание или увеличение давления.

Химические реакции, в которые вступали радиоактивные вещества, также не влияли на интенсивность излучения.

Во-вторых, очень скоро после открытия радиоактивности выяснилось, что радиоактивность сопровождается выделением энергии. Пьер Кюри поместил ампулу с хлоридом радия в калориметр. В нём поглощались α-, β- и γ-лучи, и за счёт их энергии нагревался калориметр. Кюри определил, что 1 г радия за 1 ч выделяет 582 Дж энергии. И эта энергия выделяется непрерывно на протяжении ряда лет.

Откуда же берётся энергия, на выделение которой не оказывают никакого влияния все известные воздействия? По-видимому, при радиоактивности вещество испытывает какие-то глубокие изменения, совершенно отличные от обычных химических превращений. Было сделано предположение, что **превращения претерпевают сами атомы!**

Сейчас эта мысль не может вызвать особого удивления, так как о ней ребёнок может услышать ещё раньше, чем научится читать. Но в начале XX в. она казалась фантастической и нужна была большая смелость, чтобы решиться высказать её. В то время только что были получены бесспорные доказательства существования атомов. Идея Демокрита многовековой давности об атомистическом строении вещества наконец восторжествовала. И вот почти сразу же вслед за этим неизменность атомов ставится под сомнение.

Не будем рассказывать подробно о тех экспериментах, которые привели в конце концов к полной уверенности в том, что при радиоактивном распаде происходит цепочка последовательных превращений атомов. Остановимся только на самых первых опытах, начатых Резерфордом и продолжен-

ных им совместно с английским химиком Ф. Содди (1877—1956).

Резерфорд обнаружил, что *активность тория, определяемая как число распадов в единицу времени, остаётся неизменной в закрытой ампуле*. Если же препарат обдувается даже очень слабыми потоками воздуха, то активность тория сильно уменьшается. Резерфорд предположил, что одновременно с α-частицами торий испускает какой-то газ, который также является радиоактивным. Этот газ он назвал *эманацией**. Отсасывая воздух из ампулы, содержащей торий, Резерфорд выделил радиоактивный газ и исследовал его ионизирующую способность. Оказалось, что активность этого газа быстро убывает со временем. Каждую минуту активность убывает вдвое, и через 10 мин она практически оказывается равной нулю. Содди исследовал химические свойства этого газа и нашёл, что он не вступает ни в какие реакции, т. е. является инертным газом. Впоследствии газ был назван радоном и помещён в таблицу Менделеева под порядковым номером 86.

Превращения испытывали и другие радиоактивные элементы: уран, актиний, радий. Общий вывод, к которому пришли учёные, был точно сформулирован Резерфордом: «Атомы радиоактивного вещества подвержены спонтанным** видоизменениям. В каждый момент небольшая часть общего числа атомов становится неустойчивой и взрывообразно распадается. В подавляющем большинстве случаев выбрасывается с огромной скоростью осколок атома — α-частица. В некоторых других случаях взрыв сопровождается выбрасыванием быстрого электрона и появлением лучей, обладающих, подобно рентгеновским лучам, большой проникающей способностью и называемых γ-излучением.

Было обнаружено, что в результате атомного превращения образуется вещество совершенно нового вида, полностью отличное по своим физическим и химическим свойствам от первоначального вещества. Это новое вещество, однако, само также неустойчиво и испытывает превращение с испусканием характерного радиоактивного излучения.

Таким образом, точно установлено, что атомы некоторых элементов подвержены спонтанному распаду, сопровождаю-

---

* От латинского слова emanatio — «истечение».

** От латинского слова spontaneus — «самопроизвольный».

щемуся излучением энергии в количествах, огромных по сравнению с энергией, освобождающейся при обычных молекулярных видоизменениях».

После того как было открыто атомное ядро, сразу же стало ясно, что именно оно претерпевает изменения при радиоактивных превращениях. Ведь α-частиц вообще нет в электронной оболочке, а уменьшение числа электронов оболочки на единицу превращает атом в ион, а не в новый химический элемент. Выброс же электрона из ядра меняет заряд ядра (увеличивает его) на единицу. Заряд ядра определяет порядковый номер элемента в таблице Менделеева и все его химические свойства.

§ 7.6. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА. ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА

Радиоактивный распад подчиняется статистическому закону.

Ранее уже упоминалось, что при исследовании радиоактивного распада Резерфорд установил опытным путём характер зависимости активности радиоактивных веществ от времени — *основной закон радиоактивного распада*. Оказалось, что **для каждого радиоактивного вещества существует определённый интервал времени, на протяжении которого активность убывает в 2 раза**. Этот интервал носит название *периода полураспада*. **Период полураспада** T — это то время, в течение которого распадается половина наличного числа радиоактивных атомов. Ведь уменьшения активности препарата в 2 раза можно достичь простым делением его на две равные части.

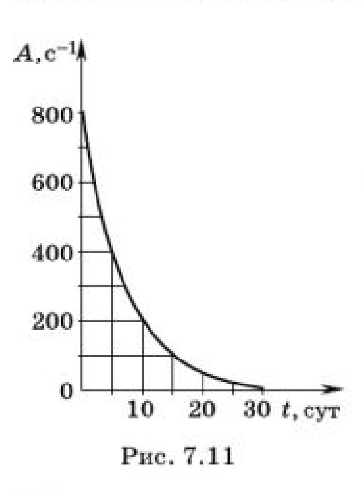


Рис. 7.11

Спад активности A, т. е. числа распадов в секунду, в зависимости от времени для одного из радиоактивных веществ изображён на рисунке 7.11. Период полураспада этого вещества равен 5 сут.

Найдём теперь математическую форму закона радиоактивного распада. Пусть число радиоактивных атомов в начальный момент времени ($t = 0$) равно N_0. Тогда по исте-

чении периода полураспада это число будет равно $\frac{N_0}{2}$. Спустя ещё один такой же интервал времени это число станет равным

$$\frac{1}{2}\frac{N_0}{2} = \frac{N_0}{4} = \frac{N_0}{2^2}.$$

По истечении времени $t = nT$, т. е. спустя n периодов полураспада T, радиоактивных атомов останется

$$N = N_0 \frac{1}{2^n},$$

или

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}. \qquad (7.6.1)$$

Это и есть основной закон радиоактивного распада.

Период полураспада — основная величина, характеризующая скорость радиоактивного распада. Для разных веществ он имеет сильно различающиеся значения. Так, для урана $T \approx 4{,}5$ млрд лет. Именно поэтому активность урана на протяжении отрезка времени в несколько лет заметно не меняется. Для радия $T = 1600$ лет. Поэтому активность радия значительно больше, чем урана. Чем меньше период полураспада, тем интенсивнее протекает распад. Есть радиоактивные элементы с периодом полураспада в миллионные доли секунды.

Период полураспада можно определить по формуле (7.6.1), подсчитав число атомов, распавшихся за некоторый промежуток времени, и зная число атомов в начальный момент.

Статистический характер закона радиоактивного распада

Сам закон радиоактивного распада довольно прост. Но физический смысл этого закона представить себе нелегко. Действительно, согласно этому закону за любой интервал времени распадается одна и та же доля имеющихся атомов (за период полураспада — половина атомов). Значит, с течением времени скорость распада нисколько не меняется. Радиоактивные атомы не «стареют». Так, атомы радона, возникающие при распаде радия, имеют одинаковые шансы претерпеть радиоактивный распад как сразу же после своего образования, так и спустя полчаса после этого. Распад любого атомного ядра — это, так сказать, не «смерть от старости»,

а «несчастный случай» в его жизни. Для радиоактивных атомов (точнее, ядер) не существует понятия возраста. Можно определить лишь *среднее время жизни* τ.

Время существования отдельных атомов может колебаться от долей секунды до миллиардов лет. Атом урана, например, может спокойно пролежать в земле миллиарды лет и внезапно взорваться, в то время как его соседи благополучно продолжают оставаться в прежнем состоянии. Среднее время жизни — это просто среднее арифметическое времён жизни достаточно большого количества атомов данного сорта. Оно прямо пропорционально периоду полураспада. Можно показать, что

$$\tau \approx 1{,}4T. \qquad (7.6.2)$$

Предсказать, когда произойдёт распад данного атома, невозможно. Определённый смысл имеют только утверждения о поведении в среднем большой совокупности атомов. Именно в среднем число атомов, распадающихся за данный интервал времени, определяется законом радиоактивного распада. Но всегда имеются неизбежные отклонения от среднего значения, и чем меньше количество атомов в препарате, тем больше эти отклонения. Закон радиоактивного распада является *статистическим законом*. Он справедлив в среднем для большого количества частиц. Для малого числа атомов говорить об определённом законе радиоактивного распада не имеет смысла.

Если поднести радиоактивный препарат с малой активностью к счётчику, дающему звуковой сигнал (щелчок) при регистрации частицы, то щелчки будут следовать друг за другом нерегулярно, хаотически. Здесь вероятностный характер распада ощущается непосредственно. Каждый щелчок означает, что один из бесчисленных миллиардов атомов препарата самопроизвольно взрывается, выбрасывая быструю частицу.

Статистический характер закона радиоактивного распада есть следствие того, что законы поведения микрочастиц — законы квантовой механики — являются статистическими. Только после создания квантовой механики удалось построить теорию радиоактивных превращений атомных ядер.

Определение возраста Земли

Возраст Земли имеет тот же порядок, что и возраст древнейших пород. Этот возраст можно оценить по относительному содержанию естественных радиоактивных ядер и продуктов их распада. Так, например, уран после цепочки радиоак-

тивных распадов превращается в конце концов в стабильный свинец. Если в данном минерале, содержащем уран, весь свинец имеет радиоактивное происхождение, то по отношению числа атомов урана к числу атомов свинца можно определить возраст минерала. Подобные оценки позволяют утверждать, что возраст Земли — 4,5 млрд лет.

§ 7.7. ИЗОТОПЫ

Изучение радиоактивности привело к важному открытию, касающемуся природы атомных ядер.

В результате наблюдения огромного числа радиоактивных превращений постепенно выяснилось, что существуют вещества, имеющие совершенно различные радиоактивные свойства (т. е. распадающиеся разными способами), но совершенно тождественные по своим химическим свойствам. Их никак не удавалось разделить всеми известными химическими способами. На этом основании Содди в 1911 г. высказал предположение о возможности существования элементов с одинаковыми химическими свойствами, но различающихся в других отношениях, в частности своей радиоактивностью. Эти элементы нужно помещать в одну и ту же клетку Периодической системы Менделеева. Содди назвал их **изотопами** (т. е. занимающими одинаковые места).

Предположение Содди получило блестящее подтверждение и глубокое толкование год спустя, когда Дж. Дж. Томсон предпринял точные измерения массы ионов неона методом отклонения их в электрических и магнитных полях. Томсон обнаружил, что неон представляет собой смесь двух сортов атомов. Бóльшая часть их имеет относительную массу, равную 20. Но имеется незначительная добавка атомов с относительной атомной массой 22. В результате относительная атомная масса смеси равна 20,2. Атомы, обладающие одними и теми же химическими свойствами, различались массой. Оба сорта неона, естественно, занимают одно и то же место в таблице Менделеева и, следовательно, являются изотопами. Таким образом, изотопы могут отличаться не только своими радиоактивными свойствами, но и массой. Именно последнее обстоятельство и оказалось главным. У изотопов заряды атомных ядер, которые определяют число электронов в оболочке и, следовательно, химические свойства атомов, одинаковы. Но массы ядер различны. Причём ядра мо-

гут быть как радиоактивными, так и стабильными. Различие свойств радиоактивных изотопов связано с тем, что их ядра имеют различную массу.

В настоящее время установлено существование изотопов у всех химических элементов, но только не все элементы имеют стабильные изотопы. Изотопы есть у самого тяжёлого из существующих в природе элементов — урана (относительные атомные массы 238, 235 и др.) и у самого лёгкого — водорода (относительные массы 1, 2, 3).

Особенно замечательны изотопы водорода, так как они отличаются друг от друга по массе в 2 или 3 раза. Изотоп с относительной атомной массой 2 называется **дейтерием**. Он стабилен и входит в качестве небольшой примеси (1 : 4500) в обычный водород. При соединении дейтерия с кислородом образуется так называемая *тяжёлая вода*. Её физические свойства заметно отличаются от свойств обычной воды. При нормальном атмосферном давлении она кипит при 101,2 °C и замерзает при 3,8 °C.

Изотоп водорода с атомной массой 3 называется **тритием**. Он β-радиоактивен с периодом полураспада около 12 лет.

Существование изотопов доказывает, что заряд атомного ядра и, следовательно, строение электронной оболочки определяют не все свойства атома, а лишь его химические свойства и те физические свойства, которые зависят от периферии электронной оболочки, например размеры. Масса же атома и его радиоактивные свойства не определяются порядковым номером в таблице Менделеева.

Существенно, что при точном измерении относительных атомных масс изотопов выяснилось, что они близки к целым числам. Сильное отклонение относительных атомных масс некоторых химических элементов от целых чисел (атомная масса хлора, например, равна 35,5) объясняется тем, что в естественном состоянии химически чистое вещество представляет собой смесь изотопов в различных пропорциях. Целочисленность (приближённая) относительных атомных масс изотопов очень важна для выяснения строения атомного ядра.

§ 7.8. ПРАВИЛО СМЕЩЕНИЯ

Лишь после того, как были открыты изотопы, удалось разобраться в последовательной цепи радиоактивных превращений элементов.

Эти превращения подчиняются так называемому правилу смещения, сформулированному впервые Содди: **при α-распаде ядро теряет положительный заряд 2*e*, и масса его убывает приблизительно на четыре единицы относительной атомной массы. В результате элемент смещается на две клетки к началу периодической системы.** Символически это можно записать так:

$$ {}^{M}_{Z}X \longrightarrow {}^{M-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\mathrm{He}. $$

Здесь элемент обозначается, как и в химии, общепринятыми символами; заряд ядра записывается в виде индекса слева внизу символа, а атомная масса — в виде индекса слева вверху символа. Например, обычный изотоп водорода обозначается символом ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$, дейтерий — символом ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$. Для α-частицы, являющейся ядром атома гелия, применяется обозначение ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ и т. д.

При β-распаде из ядра вылетает электрон. В результате заряд ядра увеличивается на единицу, а масса остаётся почти неизменной:

$$ {}^{M}_{Z}X \longrightarrow {}^{M}_{Z+1}Y + {}^{0}_{-1}e. $$

Здесь ${}^{0}_{-1}e$ обозначает электрон: индекс «0» вверху означает, что масса его очень мала по сравнению с единицей относительной атомной массы. **После β-распада элемент смещается на одну клетку ближе к концу периодической системы.**

Гамма-излучение не сопровождается изменением заряда; масса же ядра меняется ничтожно мало.

Правила смещения показывают, что при радиоактивном распаде сохраняется электрический заряд и приближённо сохраняется относительная атомная масса ядер.

Возникшие при радиоактивном распаде новые ядра иногда оказываются также радиоактивны.

§ 7.9. ИСКУССТВЕННОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Впервые в истории человечества искусственное превращение ядер было осуществлено Резерфордом в 1920 г. Это было уже не случайное открытие.



Так как ядро весьма устойчиво и ни высокие температуры, ни давления, ни электромагнитные поля не вызывают превращения элементов и не влияют на скорость радиоактивного распада, то Резерфорд предположил, что для разрушения или преобразования ядра нужна очень большая энергия. Наиболее подходящим носителем большой энергии в то время были α-частицы, вылетающие из ядер при радиоактивном распаде.

Первым ядром, подвергшимся искусственному преобразованию, было ядро азота $^{14}_{7}N$. Бомбардируя азот α-частицами большой энергии, испускаемыми радием, Резерфорд обнаружил появление протонов — ядер атома водорода.

В первых опытах регистрация протонов проводилась методом сцинтилляций, и результаты опыта не были достаточно убедительными и надёжными. Но спустя несколько лет превращение азота удалось наблюдать в камере Вильсона. Примерно одна α-частица на 50 000, испущенных радиоактивным препаратом в камере, захватывается ядром азота, что приводит к испусканию протона. При этом ядро азота превращается в ядро изотопа кислорода:

$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \longrightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H.$$

На рисунке 7.12 показана одна из фотографий этого процесса. Слева видна характерная «вилка» — разветвление трека. Жирный след принадлежит ядру кислорода, а тонкий — протону. Остальные α-частицы не претерпевают столкновений с ядрами, и их треки прямолинейны.



Рис. 7.12

Другими исследователями были обнаружены превращения под влиянием α-частиц ядер фтора, натрия, алюминия и др. Ядра тяжёлых элементов конца периодической системы не испытывали превращений. Очевидно, их большой электрический заряд не позволял α-частице приблизиться к ядру вплотную.

Существенно, что кинетическая энергия α-частицы не равняется сумме кинетических энергий протона и нового ядра, возникшего в результате превращения.

Реакция идёт с поглощением кинетической энергии. Часть кинетической энергии (примерно $1{,}2 \cdot 10^6$ эВ) переходит во внутреннюю энергию вновь образовавшегося ядра.

Но аналогичная реакция расщепления ядра алюминия приводит к выделению кинетической энергии: кинетическая энергия продуктов реакции больше кинетической энергии α-частицы, бомбардировавшей ядро алюминия, на 400 000 эВ. Это громадная энергия, но использовать её здесь практически нельзя. Ведь бо́льшая часть α-частиц не вызывает реакции, и их кинетическая энергия теряется без пользы. Однако уже эти наблюдения показали, что запасы энергии внутри атомных ядер исключительно велики, и нужно только суметь эту энергию извлечь.

§ 7.10. ОТКРЫТИЕ НЕЙТРОНА

*В 1932 г. произошло важнейшее для всей ядерной физики событие — был открыт **нейтрон**.*

При бомбардировке бериллия α-частицами протоны не появлялись. Но обнаружилось какое-то сильно проникающее излучение, способное преодолеть такую преграду, как свинцовая пластина в 10—20 см толщиной. Было сделано предположение, что это γ-лучи большой энергии. Ирен Жолио-Кюри (дочь Марии и Пьера Кюри) и её муж Фредерик Жолио-Кюри (1900—1958) обнаружили, что если на пути излучения бериллия поставить парафиновую пластину, то ионизирующая способность этого излучения резко увеличивается. Они справедливо предположили, что излучение бериллия выбивает из парафиновой пластины протоны, имеющиеся в большом количестве в этом водородсодержащем веществе. С помощью камеры Вильсона (схема опыта приведена на рисунке 7.13) супруги Жолио-Кюри обнаружили эти протоны и по длине пробега оценили их энергию. Если допустить, что протоны ускорялись в результате столкновения с γ-квантами, то энергия этих квантов должна быть огромной — около 55 МэВ.



Рис. 7.13

В 1932 г. ученик Резерфорда — английский физик Д. Чедвик (1891—1974) наблюдал в камере Вильсона треки ядер азота, испытавших столкновение с бериллиевым излучением. По его оценке, энергия γ-квантов, способных сообщать ядрам скорость, соответствующую наблюдениям, должна была составлять 90 МэВ. Наблюдения же ядер отдачи аргона привели к ещё более огромной цифре — 150 МэВ. Таким образом, считая, что ядра приходят в движение в результате столкновения с частицами, лишёнными массы покоя, исследователи пришли к явному противоречию: одним и тем же γ-квантам приходилось приписывать различную энергию.

Стало очевидным, что предположение об излучении бериллием γ-квантов, т. е. частиц, лишённых массы покоя, несостоятельно. Из бериллия под действием α-частиц вылетают какие-то достаточно тяжёлые частицы, так как только при столкновениях с тяжёлыми частицами протоны или ядра азота и аргона могли получить ту большую энергию, которая наблюдалась. Поскольку эти частицы обладали большой проникающей способностью и непосредственно не ионизировали газ, то, следовательно, они были электрически нейтральными. Ведь заряженная частица сильно взаимодействует с веществом и поэтому быстро теряет свою энергию.

Новая частица была названа *нейтроном*. Существование её предсказывал Резерфорд более чем за 10 лет до опытов Чедвика.

Массу нейтрона можно определить, применяя законы сохранения энергии и импульса к соударениям нейтронов с атомными ядрами. Если считать соударение центральным и абсолютно упругим, то скорость ядра отдачи $\upsilon_я$ равна:

$$\upsilon_я = \frac{2m_n}{m_n + M_я}\upsilon_n, \qquad (7.10.1)$$

где m_n — масса нейтрона, υ_n — его скорость до соударения, а $M_я$ — масса ядра отдачи. Скорость $\upsilon_я$ можно измерить, масса ядра известна. Остаются две неизвестные величины: масса нейтрона и его начальная скорость υ_n. Но взяв отношение скоростей отдачи для двух различных ядер, можно найти массу нейтрона.

Отношение скоростей ядер отдачи азота и водорода, согласно (7.10.1), определяется следующей формулой:

$$\frac{\upsilon_N}{\upsilon_H} = \frac{m_n + M_H}{m_n + M_N}. \qquad (7.10.2)$$

Здесь M_H и M_N — массы ядер водорода (протона) и азота. Экспериментальное значение отношения $\frac{\upsilon_N}{\upsilon_H} \approx 0,13$. Это позволяет вычислить массу нейтрона. Она оказалась чуть больше массы протона —1838,6 электронных масс вместо 1836,1 для протона.

При попадании α-частиц в ядра бериллия происходит следующая реакция:

$$^{9}_{4}\text{Be} + {}^{4}_{2}\text{He} \longrightarrow {}^{12}_{6}\text{C} + {}^{1}_{0}n.$$

Здесь $^{1}_{0}n$ — символ нейтрона; заряд его равен нулю, а относительная масса равна приблизительно единице.

Подобная реакция наблюдается также при бомбардировке α-частицами бора — пятого элемента периодической системы.

? 1. Предложите конструкцию счётчика для регистрации нейтронов.
2. Счётчик регистрирует β-частицы радиоактивного препарата очень малой интенсивности. Происходят ли срабатывания счётчика через одинаковые интервалы времени?
3. Существуют ли изотопы у бария, относительная атомная масса которого равна 137,34?
4. Какая реакция должна происходить при бомбардировке α-частицами ядер бора?
5. Чему равно отношение скоростей ядер отдачи различных атомов при бомбардировке их γ-квантами?
6. «Стареют» ли радиоактивные атомы?

§ 7.11. СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

Ядро простейшего атома, атома водорода, представляет собой положительно заряженную частицу — протон.

Из чего состоят другие ядра?

Может быть, из протонов? Нет, это предположение неверно. Возьмём, например, ядро атома гелия (α-частицу). Его масса почти точно в 4 раза больше массы протона. Если бы

ядро гелия состояло из четырёх протонов, то его заряд был бы тоже вчетверо больше протонного, а на самом деле он больше только в 2 раза.

Нельзя ли допустить (так сначала и сделали), что наряду с протонами в ядро входит некоторое число электронов? Избыток числа протонов над числом электронов равен заряду ядра и, значит, числу электронов в атомной оболочке.

Однако по многим причинам от этой мысли пришлось отказаться. Мы остановимся на одной из причин. Ядро очень мало по размерам (10^{-13} см). Значит, неопределённость координаты внутриядерной частицы имеет порядок $\Delta r \approx 10^{-13}$ см. Это даёт возможность с помощью соотношения неопределённостей Гейзенберга оценить неопределённость импульса Δp, а следовательно, и разброс значений кинетической энергии электрона. Этот разброс обратно пропорционален массе частицы:

$$E = \frac{p^2}{2m} \approx \frac{(\Delta p)^2}{2m} \gtrsim \frac{\hbar^2}{2mr^2}. \qquad (7.11.1)$$

Для электронов в ядре кинетическая энергия, согласно (7.11.1), имеет порядок $E \approx 10^{11}$ эВ. Эта кинетическая энергия настолько велика, что никакие силы не способны удержать электрон внутри ядра. Как мы увидим в дальнейшем, энергия связи, приходящаяся на одну частицу в ядре, имеет порядок 10^7 эВ.

Протонно-нейтронная модель ядра

Соотношение неопределённостей не запрещает находиться внутри ядра тяжёлым частицам. Поэтому сразу же после того, как в опытах Чедвика был открыт нейтрон, советский физик Д. Д. Иваненко (1904—1994) и немецкий учёный В. Гейзенберг предложили протонно-нейтронную модель ядра. Она была подтверждена последующими исследованиями ядерных превращений и в настоящее время является бесспорной.

Согласно протонно-нейтронной модели **ядра состоят из элементарных частиц двух сортов: протонов и нейтронов.**

Число протонов в ядре равняется числу электронов в атомной оболочке, так как в целом атом нейтрален. Следовательно, число протонов в ядре равно атомному номеру элемента Z в таблице Менделеева.

Сумму числа протонов Z и числа нейтронов N в ядре называют массовым числом A:

$$A = Z + N. \qquad (7.11.2)$$

Так как массы протона и нейтрона близки друг к другу, то массовое число равно округлённой до целого числа относительной атомной массе элемента. Массовые числа могут быть определены путём грубого измерения масс ядер приборами, не обладающими особо большой точностью.

Ядра изотопов имеют одно и то же значение Z, но различные массовые числа A, т. е. различное число нейтронов N.

Для протонов и нейтронов ввели новое название — нуклоны, т. е. ядерные частицы.

Размеры атомных ядер

Ядра, как и все микрообъекты, для которых существенны квантовые законы поведения, не имеют чётко определённых границ. В соответствии с соотношением неопределённостей граница области, в которой находятся составляющие ядро частицы, размыта. Можно говорить только о некотором среднем радиусе ядра. Этот радиус определяется экспериментально по рассеянию ядром падающих на него частиц. С увеличением массового числа радиус ядра увеличивается:

$$R \approx 1{,}2\sqrt[3]{A} \cdot 10^{-13}\ \text{см}. \qquad (7.11.3)$$

Для ядра урана радиус приближается к 10^{-12} см.

Из формулы (7.11.3) следует, что объём ядра пропорционален числу нуклонов. В результате плотность ядерного вещества постоянна и одинакова для всех ядер:

$$\rho = \frac{M_я}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx 10^{14}\ \text{г/см}^3. \qquad (7.11.4)$$

Ядерная плотность чудовищно велика и превосходит плотность воды в 100 тыс. млрд раз.

§ 7.12. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Так как ядра весьма устойчивы, то протоны и нейтроны должны удерживаться внутри ядра какими-то силами, причём очень большими.

Что это за силы? Заведомо можно сказать, что это не гравитационные силы, которые слишком слабы. Устойчивость ядра не может быть объяснена также электромагнитными силами по той причине, что между одноимённо заряженными протонами действует электрическое отталкивание, а нейтроны лишены электрического заряда.

Значит, между ядерными частицами — протонами и нейтронами (нуклонами) — действуют особые силы. Название для них нашлось само собой — *ядерные силы*. Каковы основные свойства ядерных сил?

Основные свойства ядерных сил

Ядерные силы примерно в 100 раз превосходят электромагнитные. Это самые мощные силы из всех, которыми располагает природа. Поэтому взаимодействия ядерных частиц часто называют **сильными взаимодействиями**.

Сильные взаимодействия не сводятся только к взаимодействию нуклонов в ядре. Это особый тип взаимодействия, присущий многим элементарным частицам наряду с электромагнитными взаимодействиями.

Другая важная особенность ядерных сил — это их короткодействующий характер. Электромагнитные силы сравнительно медленно убывают с расстоянием. Ядерные силы заметно проявляются, как показали уже опыты Резерфорда по рассеянию α-частиц ядрами, лишь на расстояниях, равных по порядку величины размерам ядра (10^{-12}—10^{-13} см). Ядерные силы, так сказать, «богатырь с очень короткими руками».

Квантовая картина электромагнитных взаимодействий*

Частицы в ядре движутся в очень малой области пространства. Классическая физика для описания их движения и взаимодействия непригодна. Теория движения и взаимодействия протонов и нейтронов в ядре должна быть квантовой. Сначала мы очень кратко остановимся на квантовой

---

* Может быть, на квантовой теории электромагнитных взаимодействий следовало остановиться раньше. Но в этом особой необходимости не было, так как классическая электродинамика имеет очень обширную сферу применимости.

картине знакомых нам электромагнитных взаимодействий и лишь после этого перейдём к сильным взаимодействиям.

Согласно классической электродинамике Фарадея—Максвелла электромагнитные взаимодействия выглядят так: электрический заряд создаёт в окружающем пространстве поле, которое действует на другие заряды; это поле считается непрерывным.

Однако корпускулярно-волновой дуализм заставляет искать черты прерывного в непрерывном. Поэтому электромагнитное взаимодействие нужно осмыслить с корпускулярной точки зрения, характерной для квантовой теории. Это взаимодействие будет выглядеть так: одна заряженная частица всё время испускает фотоны, которые затем поглощаются другой заряженной частицей, т. е. служат посредниками взаимодействия. Точно так же вторая заряженная частица испускает фотоны, которые поглощаются первой частицей. Этот обмен промежуточными частицами как механизм взаимодействия и является переводом на квантовый язык прежней классической картины.

Взаимодействующие частицы заняты чем-то напоминающим игру в волейбол. И эта игра их так увлекает, что они, как, например, электрон с протоном в атоме водорода, образуют связанную систему, для разрушения которой нужна заметная энергия. Это один вывод. Другой вывод состоит в том, что никакой пропасти между веществом и полем, как думали раньше, нет. И то, что взаимодействует, и то, что переносит взаимодействие, предстаёт перед нами как обычная материя, в конечном итоге — как элементарные частицы.

Диаграммы Фейнмана

Процессы взаимодействия в квантовой теории наглядно изображаются с помощью *диаграммы Фейнмана*. На этих диаграммах электрон или другая заряженная частица изображаются сплошной линией, а фотон — пунктирной.

На рисунке 7.14 вы видите фейнмановскую диаграмму взаимодействия двух электронов. Диаграмма имеет две вершины A и B. Вершины — это точки, в которых происходит взаимодействие. В вершине A один из электронов испускает фотон и переходит в новое состояние, т. е. изменяются его энергия, импульс и момент импульса. В вершине B фотон поглощается другим электроном и изменяет его состояние. Теория позволяет вычислять вероятность этих взаимодействий.

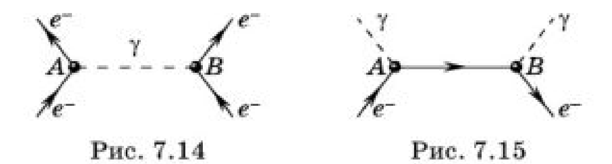


Рис. 7.14 Рис. 7.15

Рассеяние фотона на электроне изображается диаграммой Фейнмана похожего вида (рис. 7.15). В вершине A электрон поглощает фотон и переходит в новое, промежуточное состояние. В вершине B происходит рождение нового фотона, а электрон переходит в конечное состояние.

Виртуальные частицы*

Как можно представить себе испускание фотона заряженной частицей? Фотона до его испускания внутри электрона не было; он рождается в самом акте излучения. Однако до испускания фотона энергия электрона была минимально возможной и равнялась энергии покоя m_0c^2. Уменьшиться эта энергия не может. А тем не менее электрон рождает фотон, тоже обладающий энергией. Как это согласовать с законом сохранения энергии? С точки зрения классической физики такой процесс невозможен.

Но для микрочастиц существенным является соотношение неопределённостей Гейзенберга. Вспомните, согласно этому соотношению на интервале времени Δt энергия не может быть зафиксирована с точностью, превышающей $\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$. Если процесс длится малое время, то неопределённость энергии любой системы достаточно велика и испускание электроном фотона оказывается в принципе возможным процессом.

Фотон испускается и вновь поглощается за столь малое время, что выигрыш в энергии остаётся незамеченным и в общем-то можно считать энергию сохраняющейся.

Такую картину рисует современная квантовая теория поля. Наблюдать эти промежуточные фотоны, переносящие взаимодействия между заряженными частицами, нельзя. Поэтому подобные фотоны называют **виртуальными**, чтобы как-то отличить их от обычных реальных частиц, кото-

---

* Виртуальный означает «возможный».

рые можно регистрировать подходящими устройствами. Виртуальные фотоны ведут своё существование на грани бытия и небытия. Они появляются в теории, чтобы сделать хотя бы в некоторой степени процессы, происходящие в микромире, наглядными.

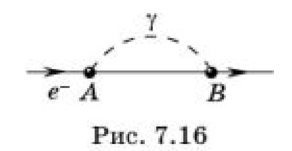


Рис. 7.16

Итак, электромагнитное взаимодействие — это результат того, что одна заряженная частица испускает фотоны, а другая их поглощает.

«Образ жизни» заряженной частицы

Может ли заряженная частица сама поглощать испущенные ею же кванты? Оказалось, что может. Более того, процесс непрерывного излучения и поглощения виртуальных фотонов составляет суть «жизнедеятельности» любой заряженной частицы. Частица взаимодействует как бы сама с собой.

Значение электрического заряда как раз определяет интенсивность процесса рождения и поглощения фотонов. Так как фотоны переносят взаимодействия, то значение электромагнитных сил будет определяться тем, за какое время происходит рождение и поглощение фотона. Это время составляет всего лишь 10^{-21} с. Таково характерное время электромагнитных процессов.

Процесс излучения и поглощения виртуального фотона одним и тем же электроном изображается диаграммой Фейнмана с петлёй. В вершине *A* фотон излучается, а в вершине *B* поглощается тем же электроном (рис. 7.16). Такова квантовая модель электростатического поля заряженной частицы.

Можно подсчитать энергию взаимодействия частицы самой с собой через виртуальные кванты. Однако такой подсчёт привёл к удручающе нелепому результату. Эта энергия, а значит, и собственная масса заряженной частицы получились бесконечно большими. Фотонная «шуба» электрона, а значит, и он сам весят бесконечно много!

Несомненно, взаимодействие с собственным полем должно вносить какой-то вклад в массу частицы. Но не бесконечный же!

Полностью удовлетворительный выход из этих трудностей до сих пор не найден.

Сильные взаимодействия и их переносчики — мезоны

Заряженные частицы обмениваются частицами промежуточного поля — фотонами.

Если не пытаться при исследовании ядерных сил возвращаться к отвергнутой ещё в XIX в. концепции дальнодействия, то нужно признать, что взаимодействие между протонами и нейтронами осуществляется посредством особого поля.

Раз есть поле, значит, есть и кванты этого поля, т. е. особые элементарные частицы. Взаимодействие нуклонов внутри ядра должно определяться тем, что они перебрасываются какими-то частицами, являющимися переносчиками взаимодействия.

Первым к такому заключению пришёл в 1935 г. японский физик X. Юкава (1907—1981). Принимая во внимание известный факт, что внутриядерные силы являются короткодействующими и на расстояниях, превышающих размеры ядра, практически никак не сказываются, Юкава сумел оценить массу частиц — квантов ядерного поля. С помощью соотношения неопределённостей это сделать настолько несложно, что мы сейчас это тоже проделаем.

Испускание протоном или нейтроном кванта промежуточного поля является виртуальным процессом. Энергия кванта ε должна укладываться в рамки того разброса энергий, который допускается соотношением неопределённостей:

$$\varepsilon \approx \Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}. \qquad (7.12.1)$$

Время Δt, очевидно, есть не что иное, как время пребывания частицы-переносчика взаимодействия в пути, т. е. промежуток между моментом испускания и моментом поглощения (время взаимодействия). Но это время равно пройденному пути l, делённому на скорость. Пройденный же путь по порядку величины просто равен радиусу действия ядерных сил ($l \approx 10^{-13}$ см), а скорость без большой ошибки можно считать равной скорости света. Поэтому

$$\Delta t = \frac{l}{c}. \qquad (7.12.2)$$

Следовательно, искомая энергия кванта ядерного взаимодействия выразится так:

$$\varepsilon = \frac{\hbar c}{l}. \qquad (7.12.3)$$

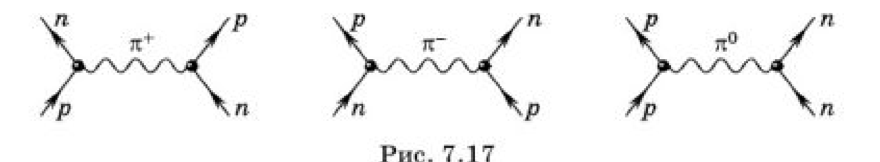


Рис. 7.17

Понятно, что масса, эквивалентная этой энергии, определится по формуле

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{\hbar}{lc}. \quad (7.12.4)$$

Здесь все величины уже известны из опыта. Подставив значения постоянной Планка $\hbar$, радиуса взаимодействия l и скорости света c, мы обнаружим, что масса m должна равняться примерно 200—300 массам электрона. Эта масса является промежуточной между массами электрона и протона. Поэтому новые гипотетические частицы получили название **мезонов**, что означает «промежуточная частица».

Пи-мезоны

После того как Юкава предсказал мезоны, экспериментаторы энергично принялись за поиски этих частиц. В конце концов эти частицы были открыты в 1947 г. с помощью ускорителей элементарных частиц. Название их было уточнено: они стали называться **π-мезонами** или **пионами**. Взаимодействовали эти частицы с ядрами очень энергично. Как и предсказывала теория, оказалось, что есть π-мезоны трёх сортов: положительно заряженные, отрицательно заряженные и нейтральные. Масса нейтрального π^0-мезона равна 264,1 электронной массы, а положительных и отрицательных π-мезонов — 273,1 m_e.

Все π-мезоны активно участвуют в ядерных взаимодействиях. Но лишь π^0-мезонами свободно обмениваются как протоны, так и нейтроны, π^+-мезон виртуально может быть испущен только протоном, а поглощён только нейтроном, π^--мезоны, напротив, могут испускаться только нейтронами, а поглощаться только протонами. При обмене заряженными мезонами протон и нейтрон превращаются друг в друга.

На рисунке 7.17 показаны диаграммы Фейнмана, изображающие взаимодействия между нуклонами посредством заряженных и нейтральных π-мезонов. Пионы изображены волнистыми линиями.

Мезонная «шуба» нуклонов

Итак, нуклоны взаимодействуют посредством ядерного поля, состоящего из виртуальных π-мезонов. Одиночный нуклон также создаёт вокруг себя мезонное поле. Говоря иными словами, он непрерывно испускает и поглощает виртуальные π-мезоны. Этот процесс является основой «жизнедеятельности» как протонов, так и нейтронов, подобно тому как испускание и поглощение фотонов — основа «жизнедеятельности» электрически заряженных частиц.

Каждый нуклон обладает ядерным зарядом, точнее, константой сильных взаимодействий, значение которой характеризует быстроту процесса испускания и поглощения мезонов и определяет значение ядерных сил. Как уже было отмечено, ядерные взаимодействия в 100 раз интенсивнее электромагнитных. Соответственно мезоны поглощаются и испускаются нуклонами в 100 раз быстрее, чем фотоны электрическими зарядами. Характерное ядерное время составляет 10^{-23} с.

Нуклон всегда окружён довольно плотным облаком заряженных и нейтральных мезонов, как говорят физики, мезонной «шубой».

Если нуклону сообщить энергию, то часть виртуальных фотонов «шубы» станут реальными.

§ 7.13. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Важнейшую роль во всей ядерной физике играет понятие энергии связи ядра. Энергия связи позволяет объяснить устойчивость ядер, выяснить, какие процессы ведут к выделению ядерной энергии.

Под энергией связи ядра понимают ту энергию, которая необходима для полного расщепления ядра на отдельные частицы. На основании закона сохранения энергии можно также утверждать, что **энергия связи равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных частиц**. Энергия связи атомных ядер очень велика. Но как её определить?

В настоящее время, когда отсутствует количественная теория ядерных сил, рассчитать энергию связи теоретически, подобно тому как это можно сделать для электронов в атоме, нельзя. Тем не менее энергия связи любого ядра

поддаётся определению путём точного измерения его массы. Выполнить соответствующие расчёты можно, лишь применяя соотношение Эйнштейна между массой и энергией:

$$E = mc^2. \qquad (7.13.1)$$

Точнейшие измерения масс ядер показывают, что **масса покоя ядра $M_я$ всегда меньше суммы масс покоя слагающих его протонов и нейтронов:**

$$M_я < Zm_p + Nm_n. \qquad (7.13.2)$$

Существует, как говорят, дефект массы. Разность масс

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_я \qquad (7.13.3)$$

положительна. В частности, для гелия масса ядра на 1% меньше суммы масс двух протонов и двух нейтронов. Соответственно для одного моля гелия $\Delta M = 0{,}286$ г.

Уменьшение массы при образовании ядра из частиц означает, что при этом уменьшается энергия этой системы частиц на значение энергии связи $\Delta E_{св}$:

$$\Delta E_{св} = \Delta Mc^2 = (Zm_p + Nm_n - M_я)c^2. \qquad (7.13.4)$$

Но куда при этом деваются энергия $\Delta E_{св}$ и масса ΔM?

При образовании ядра из частиц последние за счёт действия ядерных сил на малых расстояниях устремляются с огромным ускорением друг к другу. Излучаемые при этом γ-кванты обладают энергией $\Delta E_{св}$ и массой

$$\Delta M = \frac{\Delta E_{св}}{c^2}.$$

О том, как велика энергия связи, можно судить по такому примеру: образование 4 г гелия сопровождается выделением такой же энергии, что и сгорание 1,5—2 вагонов каменного угля.

Удельная энергия связи

Важную информацию о свойствах ядер содержит экспериментально измеренная зависимость удельной энергии связи, т. е. энергии связи, приходящейся на одну ядерную частицу, от массового числа A. Из рисунка 7.18 хорошо видно, что, не считая самых лёгких ядер, удельная энер-

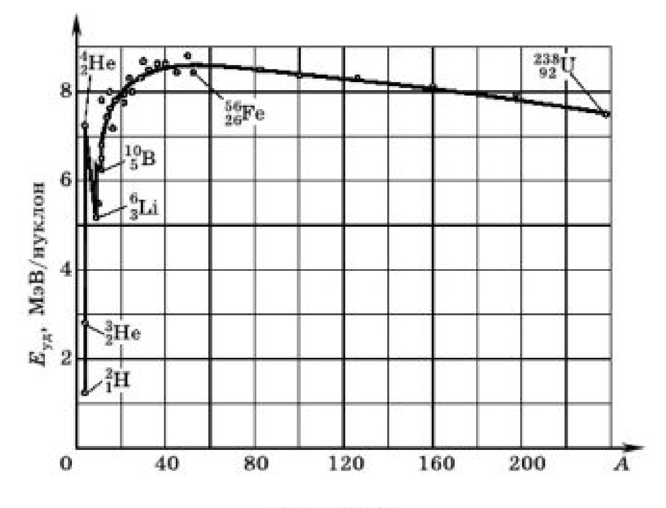


Рис. 7.18

гия связи примерно постоянна и равна 8 МэВ/нуклон. Отметим, что энергия связи электрона с ядром в атоме водорода, равная энергии ионизации, почти в миллион раз меньше.

Кривая зависимости удельной энергии связи от массового числа A имеет слабо выраженный максимум. Максимальную удельную энергию связи (8,6 МэВ/нуклон) имеют элементы с массовыми числами от 50 до 60, т. е. железо и близкие к нему по порядковому номеру элементы. Ядра этих элементов наиболее устойчивы.

Уменьшение удельной энергии связи у лёгких элементов объясняется поверхностными эффектами. Нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, взаимодействуют с меньшим числом соседей, чем нуклоны внутри ядра, так как ядерные силы являются короткодействующими. Поэтому энергия связи нуклонов на поверхности меньше, чем у нуклонов внутри ядра. Чем меньше ядро, тем большая часть от общего числа нуклонов оказывается на поверхности. Из-за этого энергия связи в среднем на один нуклон меньше у лёгких ядер.

У тяжёлых ядер удельная энергия связи уменьшается за счёт растущей с увеличением Z кулоновской энергии отталкивания протонов. Кулоновские силы стремятся разорвать ядро.

§ 7.14. ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

После того как мы познакомились с основами строения атомного ядра, возвратимся к превращениям атомных ядер, вызываемым искусственно.

Можно предположить, что при искусственно вызываемых превращениях атомных ядер возникают радиоактивные ядра, которых нет в природе. Могут быть получены неустойчивые изотопы тех химических элементов, которые в естественных условиях стабильны. Такое явление действительно было открыто супругами Фредериком и Ирен Жолио-Кюри в 1934 г. и названо ими **искусственной радиоактивностью**.

Ф. и И. Жолио-Кюри продолжали исследование превращений атомов под действием α-частиц. Бомбардируя алюминий и некоторые другие элементы, они обнаружили новый вид превращений. Под действием α-частиц излучались не электроны, как во многих других случаях, а **позитроны**. (Позитрон — двойник электрона, отличающийся от него только знаком электрического заряда, — был открыт незадолго до этого.) Заинтересовавшись явлением, учёные решили его тщательно исследовать. Они поместили алюминиевую фольгу на небольшом расстоянии от источника α-частиц и подвергали её облучению в течение нескольких минут. Затем препарат удалили и с помощью счётчика Гейгера обнаружили, что фольга стала радиоактивной. Она испускала позитроны в течение некоторого времени. Это было совершенно новое, неизвестное дотоле явление. Ядра испытывали превращения после того, как воздействие α-частиц прекратилось. Явление было истолковано следующим образом.

Ядра алюминия захватывают α-частицы, испуская одновременно нейтроны. При этом образуется изотоп фосфора $^{30}_{15}\text{P}$:

$$^{27}_{13}\text{Al} + {}^{4}_{2}\text{He} \longrightarrow {}^{30}_{15}\text{P} + {}^{1}_{0}n.$$

Полученный искусственным способом изотоп $^{30}_{15}\text{P}$ радиоактивен* и распадается с испусканием позитронов:

$$^{30}_{15}\text{P} \longrightarrow {}^{30}_{14}\text{Si} + {}^{0}_{+1}e.$$

---

* Естественный изотоп фосфора $^{31}_{15}\text{P}$ стабилен.

Это один из примеров образования искусственно радиоактивных ядер. Впоследствии было получено около 1000 радиоактивных изотопов, в то время как число естественных радиоактивных изотопов не превышает 40. Для каждого элемента в настоящее время известно несколько радиоактивных изотопов, получаемых искусственно. С помощью искусственной радиоактивности изготовляют трансурановые элементы — элементы с порядковым номером, большим 92.

§ 7.15. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Атомные ядра при взаимодействиях испытывают превращения. Эти превращения сопровождаются увеличением или уменьшением кинетической энергии участвующих в превращениях частиц.

Ядерными реакциями называют изменения атомных ядер при взаимодействии их с элементарными частицами или друг с другом. С примерами ядерных реакций вы уже познакомились в § 7.9.

Ядерные реакции происходят, когда частицы вплотную приближаются к ядру и попадают в сферу действия ядерных сил. Одноимённо заряженные частицы отталкиваются друг от друга. Поэтому сближение положительно заряженных частиц с ядрами (или ядер друг с другом) возможно, если этим частицам (или ядрам) сообщена большая кинетическая энергия. Эта энергия сообщается протонам, ядрам дейтерия — дейтронам, α-частицам и другим более тяжёлым ядрам с помощью ускорителей элементарных частиц и ионов.

Для осуществления ядерных реакций такой метод гораздо эффективнее, чем использование ядер гелия, испускаемых радиоактивными элементами. Во-первых, с помощью ускорителей частицам может быть сообщена энергия порядка 10 ТэВ, т. е. гораздо больше той, которую имеют α-частицы (максимально 9 МэВ). Во-вторых, можно использовать протоны, которые в процессе радиоактивного распада не появляются (это целесообразно потому, что их заряд вдвое меньше заряда α-частиц, и поэтому действующая на них сила отталкивания со стороны ядер тоже в 2 раза меньше). В-третьих, можно ускорить ядра более тяжёлые, чем ядра гелия.

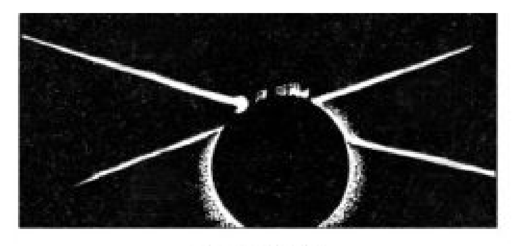


Рис. 7.19

Первая ядерная реакция на быстрых протонах была осуществлена в 1932 г. Удалось расщепить литий на две α-частицы:

$$^{7}_{3}\text{Li} + ^{1}_{1}\text{H} \longrightarrow ^{4}_{2}\text{He} + ^{4}_{2}\text{He}.$$

Как видно из фотографии треков в камере Вильсона (рис. 7.19), ядра гелия разлетаются в разные стороны вдоль одной прямой в соответствии с требованиями закона сохранения импульса (импульс протона много меньше импульса возникающих α-частиц; на фотографии треки протонов не видны).

Энергетический выход ядерных реакций

В описанной выше ядерной реакции кинетическая энергия двух образующихся ядер гелия оказалась больше кинетической энергии вступавшего в реакцию протона на 7,3 МэВ. Превращение ядер сопровождается изменением их внутренней энергии (энергия связи). В рассмотренной реакции удельная энергия связи в ядрах гелия больше удельной энергии связи в ядре лития. Поэтому часть внутренней энергии ядра лития превращается в кинетическую энергию разлетающихся α-частиц.

Изменение энергии связи ядер означает, что суммарная энергия покоя участвующих в реакциях частиц и ядер не остаётся неизменной. Ведь энергия покоя ядра $M_я c^2$, согласно формуле (7.13.4), непосредственно выражается через энергию связи. В соответствии с законом сохранения энергии изменение кинетической энергии в процессе ядерной реакции равно изменению энергии покоя участвующих в реакции ядер и частиц.

Энергетическим выходом ядерной реакции называется разность энергий покоя ядер и частиц до реакции и после реакции. Согласно сказанному ранее энергетический выход

ядерной реакции равен также изменению кинетической энергии частиц — участников реакции.

Если кинетическая энергия ядер и частиц после реакции больше, чем до реакции, то говорят о выделении энергии. В противном случае реакция идёт с поглощением энергии. Именно такого рода реакция происходит при бомбардировке азота α-частицами (см. § 7.9). Часть кинетической энергии (примерно $1{,}2 \cdot 10^6$ эВ) переходит в процессе этой реакции во внутреннюю энергию вновь образовавшегося ядра.

Выделяющаяся при ядерных реакциях энергия может быть огромной. Но использовать её путём осуществления столкновений ускоренных частиц (или ядер) с неподвижными ядрами мишени практически нельзя. Ведь бóльшая часть ускоренных частиц пролетает мимо ядер мишени, не вызывая реакции.

Ядерные реакции на нейтронах

Открытие нейтрона было поворотным пунктом в исследовании ядерных реакций. Так как нейтроны лишены заряда, то они беспрепятственно проникают в атомные ядра и вызывают их изменения. Например, наблюдается следующая реакция:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{24}_{11}\mathrm{Na} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

Великий итальянский физик Энрико Ферми (1901—1954) первым начал изучать реакции, вызываемые нейтронами. Он обнаружил, что ядерные превращения вызываются не только быстрыми, но и медленными нейтронами. Причём эти медленные нейтроны оказываются в большинстве случаев даже гораздо более эффективными, чем быстрые. Поэтому быстрые нейтроны целесообразно предварительно замедлять. Замедление нейтронов до тепловых скоростей происходит в обыкновенной воде. Этот эффект объясняется тем, что в воде содержится большое число ядер водорода — протонов, масса которых почти равна массе нейтронов. При столкновениях же шаров одинаковой массы происходит наиболее интенсивная передача кинетической энергии. При центральном соударении нейтрона с покоящимся протоном он целиком передаёт протону свою кинетическую энергию.

? 1. Объясните, используя рисунок 7.18, почему при ядерной реакции $^7_3\text{Li} + ^1_1\text{H} \longrightarrow ^4_2\text{He} + ^4_2\text{He}$ энергия не поглощается, а выделяется.

2. В чём главное отличие ядерных реакций на нейтронах от ядерных реакций, вызванных заряженными частицами?

§ 7.16. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР УРАНА

Делиться на части могут только ядра некоторых тяжёлых элементов. При делении ядер испускаются два-три нейтрона и γ-лучи. Одновременно выделяется большая энергия.

Открытие деления урана

Деление ядер урана было открыто в 1938 г. немецкими учёными О. Ганом (1879—1968) и Ф. Штрассманом (1902—1980). Они установили, что при бомбардировке урана нейтронами возникают элементы средней части периодической системы: барий, криптон и др. Однако правильное истолкование этого факта, именно как деления ядра урана, захватившего нейтрон, было дано в начале 1939 г. английским физиком О. Фришем (1904—1979) совместно с австрийским физиком Л. Мейтнер (1878—1968).

Деление ядра возможно благодаря тому, что масса покоя тяжёлого ядра больше суммы масс покоя осколков, возникающих при делении. Из-за этого происходит выделение энергии, эквивалентной уменьшению массы покоя, сопровождающему деление. Но полная масса сохраняется, так как масса движущихся с большой скоростью осколков превышает их массу покоя.

Возможность деления тяжёлых ядер можно также объяснить с помощью графика зависимости удельной энергии связи от массового числа A (см. рис. 7.18). Удельная энергия связи ядер атомов, занимающих в периодической системе последние места ($A \approx 200$), примерно на 1 МэВ/нуклон меньше удельной энергии связи в ядрах элементов, находящихся в середине периодической системы ($A \approx 100$). Поэтому процесс деления тяжёлых ядер на ядра элементов средней части периодической системы является «энергетически выгодным». Система после деления переходит в состояние с минимальной внутренней энергией. Ведь чем больше энергия



Рис. 7.20

связи ядра, тем бо́льшая энергия должна выделяться при образовании ядра и, следовательно, тем меньше внутренняя энергия образовавшейся вновь системы.

При делении ядра энергия связи, приходящаяся на каждый нуклон, увеличивается на 1 МэВ и общая выделяющаяся энергия должна быть огромной — порядка 200 МэВ. Ни при какой другой ядерной реакции (не связанной с делением) столь больших энергий (в расчёте на одно ядро) не выделяется.

Непосредственные измерения энергии, выделяющейся при делении ядра урана $^{235}_{92}\mathrm{U}$, подтвердили приведённые соображения и дали значение ≈ 200 МэВ. Большая часть этой энергии (168 МэВ) приходится на кинетическую энергию осколков. На рисунке 7.20 вы видите треки осколков делящегося урана в камере Вильсона.

Выделяющаяся при делении ядра энергия имеет электростатическое, а не ядерное происхождение. Большая кинетическая энергия, которую имеют осколки, возникает вследствие их кулоновского отталкивания.

Механизм деления ядра



Процесс деления атомного ядра можно объяснить на основе капельной модели ядра. Согласно этой модели сгусток нуклонов напоминает капельку заряженной жидкости (рис. 7.21, *а*). Ядерные силы между нуклонами являются короткодействующими подобно силам, действующим между молекулами жидкости. Наряду с большими силами электростатического отталкивания между протонами, стремящимися разорвать ядро на части, действуют ещё бо́льшие ядерные силы притяжения. Эти силы удерживают ядро от распада.

Ядро урана-235 имеет форму шара. Поглотив лишний нейтрон, ядро возбуждается и начинает деформироваться, приобретая вытянутую форму (рис. 7.21, *б*). Ядро растягивается до тех пор, пока силы отталкивания между половинками вытянутого ядра не начинают преобладать над силами притяжения, действующими в перешейке (рис. 7.21, *в*). Пос-

ле этого ядро разрывается на две части (рис. 7.21, *г*). Под действием кулоновских сил отталкивания эти осколки разлетаются со скоростью, равной 1/30 скорости света.

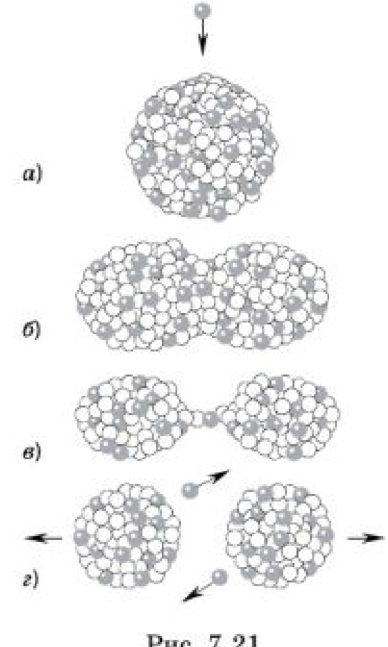


Рис. 7.21

Испускание нейтронов в процессе деления

Фундаментальным фактом ядерного деления является испускание в процессе деления двух-трёх нейтронов. Именно благодаря этому оказалось возможным практическое использование внутриядерной энергии.

Понять, почему происходит испускание свободных нейтронов, можно, исходя из следующих соображений. Известно, что отношение числа нейтронов к числу протонов в стабильных ядрах возрастает с повышением атомного номера. Поэтому у возникающих при делении осколков относительное число нейтронов оказывается большим, чем это допустимо для ядер атомов, находящихся в середине таблицы Менделеева. В результате несколько нейтронов освобождается в процессе деления. Их энергия имеет различные значения — от нескольких миллионов электрон-вольт до совсем малых, близких к нулю.

Деление обычно происходит на осколки неравной массы. Осколки эти сильно радиоактивны, так как содержат избыточное количество нейтронов. В результате серии последовательных β-распадов в конце концов получаются стабильные изотопы.

В заключение отметим, что существует спонтанное деление ядер урана. Оно было открыто советскими физиками Г. Н. Флёровым и К. А. Петржаком в 1940 г. Период полураспада для спонтанного деления равен 10^{16} лет. Это в 2 млн раз больше периода полураспада при α-распаде урана.

§ 7.17. ЦЕПНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

При делении ядра урана освобождаются два-три нейтрона. Это позволяет осуществлять цепную реакцию деления урана.

Любой из нейтронов, вылетающих из ядра в процессе деления, может, в свою очередь, вызвать деление соседнего ядра, которое также испускает нейтроны, способные вызвать дальнейшее деление. В результате число делящихся ядер очень быстро увеличивается. Возникает цепная реакция. **Ядерной цепной реакцией называется реакция, в которой частицы, вызывающие её (нейтроны), образуются как продукты этой же реакции.**

Цепная реакция сопровождается выделением огромной энергии. При делении каждого ядра выделяется около 200 МэВ. При полном же делении всех ядер, имеющихся в 1 г урана, выделяется энергия $2{,}3 \cdot 10^4$ кВт · ч. Это эквивалентно энергии, получаемой при сгорании 3 т угля или 2,5 т нефти.

Но для осуществления цепной реакции нельзя использовать любые ядра, делящиеся под влиянием нейтронов. В силу ряда причин из ядер, встречающихся в природе, пригодны лишь ядра изотопа урана с массовым числом 235, т. е. $^{235}_{92}U$.

Изотопы урана

Естественный уран состоит в основном из двух изотопов: $^{235}_{92}U$ и $^{238}_{92}U$. Но изотоп $^{235}_{92}U$ составляет всего 1/140 долю от более распространённого изотопа $^{238}_{92}U$.

Ядра $^{235}_{92}U$ делятся под влиянием как быстрых, так и медленных нейтронов. Ядра $^{238}_{92}U$ могут делиться лишь под влиянием нейтронов с энергией более 1 МэВ. Такую энергию имеют примерно 60% нейтронов, появляющихся при делении. Однако примерно лишь один нейтрон из пяти производит деление $^{238}_{92}U$. Остальные нейтроны захватываются этим изотопом, не производя деления. В результате цепная реакция с использованием чистого изотопа $^{238}_{92}U$ невозможна.

Коэффициент размножения нейтронов

Для течения цепной реакции нет необходимости, чтобы каждый нейтрон обязательно вызывал деление ядра. Необходимо лишь, чтобы среднее число освобождённых нейтронов в данной массе урана не уменьшалось с течением времени.

Это условие будет выполнено, если *коэффициент размножения нейтронов k* больше или равен единице. **Коэффициентом размножения нейтронов называют отношение числа нейтронов в каком-либо «поколении» к числу нейтронов предшествующего «поколения».** Под сменой «поколений» понимают деление ядер, при котором поглощаются нейтроны старого «поколения» и рождаются новые нейтроны (рис. IV на форзаце, где изображены первые четыре «поколения» нейтронов, рождающихся при ядерной реакции).

Если $k \geqslant 1$, то число нейтронов увеличивается с течением времени или остаётся постоянным и цепная реакция идёт. При $k < 1$ число нейтронов убывает и цепная реакция невозможна.

Коэффициент размножения определяется следующими четырьмя факторами:

1) захватом медленных нейтронов ядрами $^{235}_{92}U$ с последующим делением и захватом быстрых нейтронов ядрами $^{235}_{92}U$ и $^{238}_{92}U$ также с последующим делением;

2) захватом нейтронов ядрами урана без деления;

3) захватом нейтронов продуктами деления, замедлителем (о нём сказано дальше) и конструктивными элементами установки;

4) вылетом нейтронов из делящегося вещества наружу.

Лишь первый процесс сопровождается увеличением числа нейтронов (в основном за счёт деления $^{235}_{92}U$). Все остальные приводят к их убыли. Цепная реакция в чистом изотопе $^{238}_{92}U$ невозможна, так как в этом случае $k < 1$ (число нейтронов, поглощаемых ядрами без деления, больше числа нейтронов, вновь образующихся за счёт деления ядер).

Для стационарного течения цепной реакции коэффициент размножения нейтронов должен быть равен единице. Это равенство необходимо поддерживать с большой точностью. Уже при $k = 1{,}01$ почти мгновенно произойдёт взрыв.

Образование плутония

Важное значение имеет не вызывающий деления захват нейтронов ядрами изотопа урана $^{238}_{92}U$. После захвата образуется радиоактивный изотоп $^{239}_{92}U$ с периодом полураспада 23 мин. Распад происходит с испусканием электрона и возникновением первого трансуранового элемента — нептуния:

$$^{239}_{92}U \longrightarrow {}^{239}_{93}Np + {}^{0}_{-1}e.$$

Нептуний, в свою очередь, β-радиоактивен с периодом полураспада около двух дней. В процессе распада нептуния образуется следующий трансурановый элемент — плутоний:

$$^{239}_{93}Np \longrightarrow {}^{239}_{94}Pu + {}^{0}_{-1}e.$$

Плутоний относительно стабилен, так как его период полураспада велик — порядка 24 000 лет. Важнейшее свойство плутония состоит в том, что он делится под влиянием медленных нейтронов, так же как и изотоп $^{235}_{92}U$. Поэтому с помощью плутония также может быть осуществлена цепная реакция, которая сопровождается выделением громадной энергии.

§ 7.18. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

Ядерным (или атомным) реактором называется устройство, в котором осуществляется управляемая реакция деления ядер.

Ядра урана, особенно ядра изотопа $^{235}_{92}U$, наиболее эффективно захватывают медленные нейтроны. Вероятность за-

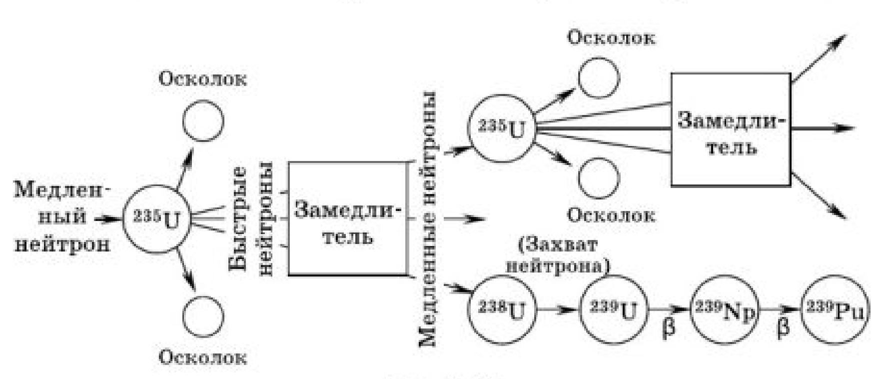


Рис. 7.22

хвата медленных нейтронов с последующим делением ядер в сотни раз больше, чем быстрых. Поэтому в ядерных реакторах, работающих на естественном уране, используются замедлители нейтронов для повышения коэффициента размножения нейтронов. Процессы в ядерном реакторе схематически изображены на рисунке 7.22.

Основные элементы ядерного реактора

На рисунке 7.23 приведена схема энергетической установки с ядерным реактором.

Основными элементами ядерного реактора являются: ядерное горючее ($^{235}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$, $^{238}_{92}U$ и др.), замедлитель нейтронов (тяжёлая или обычная вода, графит и др.), теплоноситель для вывода энергии, образующейся при работе реактора (вода, жидкий натрий и др.), и устройство для регулирования скорости реакции (вводимые в рабочее пространство реактора стержни, содержащие кадмий или бор — вещества, которые хорошо поглощают нейтроны).

Снаружи реактор окружают защитной оболочкой, задерживающей γ-излучение и нейтроны. Оболочку выполняют из бетона с железным заполнителем.

Лучшим замедлителем является тяжёлая вода. Обычная вода сама захватывает нейтроны и превращается в тяжёлую воду. Хорошим замедлителем считается также графит, ядра которого не поглощают нейтронов.

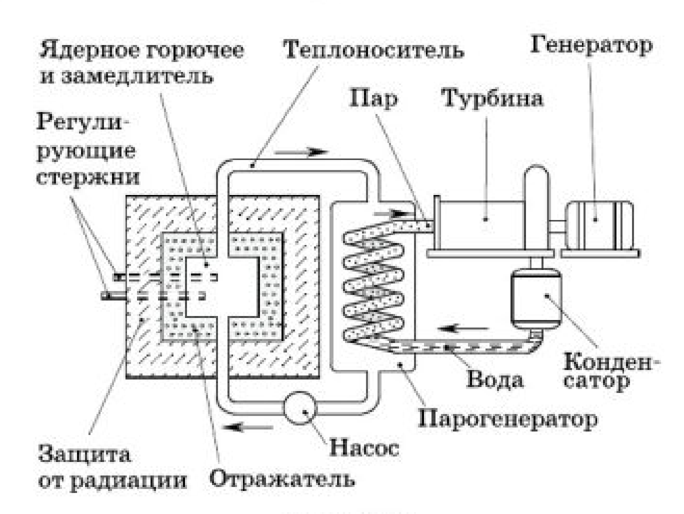


Рис. 7.23

Критическая масса

Коэффициент размножения k может стать равным единице лишь при условии, что размеры реактора и соответственно масса урана превышают некоторые критические значения. *Критической массой называют наименьшую массу делящегося вещества, при которой может протекать цепная ядерная реакция.*

При малых размерах слишком велика утечка нейтронов через поверхность активной зоны реактора (объём, в котором располагаются стержни с ураном).

С увеличением размеров системы число ядер, участвующих в делении, растёт пропорционально объёму, а число нейтронов, теряемых вследствие утечки, увеличивается пропорционально площади поверхности. Поэтому, увеличивая систему, можно достичь значений коэффициента размножения $k \approx 1$. Система будет иметь критические размеры, если число нейтронов, потерянных вследствие захвата и утечки, равно числу нейтронов, полученных в процессе деления. Критические размеры и соответственно критическая масса определяются типом ядерного горючего, замедлителем и конструктивными особенностями реактора.

Для чистого (без замедлителя) урана $^{235}_{92}U$, имеющего форму шара, критическая масса приблизительно равна 50 кг. При этом радиус шара равен примерно 9 см (уран — очень тяжёлое вещество). Применяя замедлители нейтронов и отражающую нейтроны оболочку из бериллия, удалось снизить критическую массу до 250 г.

Управление реактором осуществляется при помощи стержней, содержащих кадмий или бор. При выдвинутых из активной зоны реактора стержнях $k > 1$, а при полностью вдвинутых стержнях $k < 1$. Вдвигая стержни внутрь активной зоны, можно в любой момент времени приостановить развитие цепной реакции. Управление ядерными реакторами осуществляется дистанционно с помощью ЭВМ.

Реакторы на быстрых нейтронах

Построены реакторы, работающие без замедлителя на быстрых нейтронах. Так как вероятность деления, вызванного быстрыми нейтронами, мала, то такие реакторы не могут работать на естественном уране. Реакцию можно поддерживать лишь в обогащённой смеси, содержащей не менее 15%

изотопа $^{235}_{92}U$. Преимущество реакторов на быстрых нейтронах в том, что при их работе образуется значительное количество плутония, который затем можно использовать в качестве ядерного топлива. Эти реакторы называют *реакторами-размножителями*, так как они воспроизводят делящийся материал. Строятся реакторы с коэффициентом воспроизводства до 1,5. Это значит, что в реакторе при делении 1 кг изотопа $^{235}_{92}U$ получается до 1,5 кг плутония. В обычных реакторах коэффициент воспроизводства достигает 0,6—0,7.

Первые ядерные реакторы

Впервые цепная ядерная реакция деления урана была осуществлена в США коллективом учёных под руководством Энрико Ферми в декабре 1942 г.

В нашей стране первый ядерный реактор был запущен 25 декабря 1946 г. коллективом физиков, который возглавлял наш замечательный учёный Игорь Васильевич Курчатов (1903—1960).

В настоящее время созданы различные типы реакторов, отличающихся друг от друга как по мощности, так и по своему назначению. Наиболее перспективными являются реакторы-размножители на быстрых нейтронах.

§ 7.19. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Лёгкие ядра могут сливаться с выделением энергии.

Масса покоя ядра урана больше суммы масс покоя осколков, на которые делится ядро. Для лёгких ядер дело обстоит как раз наоборот. Так, масса покоя ядра гелия значительно меньше суммы масс покоя двух ядер тяжёлого водорода, на которые можно разделить ядро гелия.

Это означает, что при слиянии лёгких ядер масса покоя уменьшается и, следовательно, должна выделяться значительная энергия. Подобного рода реакции слияния лёгких ядер могут протекать только при очень высоких температурах. Поэтому они называются **термоядерными**.

Термоядерные реакции — это реакции слияния лёгких ядер при очень высокой температуре.

Для слияния ядер необходимо, чтобы они сблизились на расстояние около 10^{-12} см, т. е. чтобы они попали в сферу действия ядерных сил. Этому сближению препятствует кулоновское отталкивание ядер, которое может быть преодолено лишь за счёт большой кинетической энергии теплового движения ядер.

Энергия, которая выделяется при термоядерных реакциях в расчёте на один нуклон, превышает удельную энергию, выделяющуюся при цепных реакциях деления ядер. Так, при слиянии тяжёлого водорода — дейтерия — со сверхтяжёлым изотопом водорода — тритием — выделяется около 3,5 МэВ на один нуклон. При делении же урана выделяется примерно 1 МэВ энергии на один нуклон.

Термоядерные реакции в звёздах

Термоядерные реакции играют решающую роль в эволюции Вселенной. Энергия излучения Солнца и звёзд имеет термоядерное происхождение.

По современным представлениям на ранней стадии развития звезды она в основном состоит из водорода. Температура внутри звезды столь велика, что в ней протекают реакции слияния протонов с образованием гелия. Однако реакция слияния сразу четырёх протонов чрезвычайно маловероятна. Реакции происходят при соударениях пар частиц. При этом реакция

$$^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \longrightarrow {}^{2}_{2}\mathrm{He} + {}^{\;\,0}_{+1}e + \gamma$$

невозможна из-за того, что изотопа гелия $^{2}_{2}\mathrm{He}$ не существует.

На разных стадиях развития звёзд на первый план выдвигаются различные циклы реакций, конечным результатом которых является образование гелия $^{4}_{2}\mathrm{He}$ из четырёх протонов.

Условия внутри нашего Солнца (температура $1{,}3 \cdot 10^7$ К, плотность водорода 100 г/см^3) таковы, что основную роль играет так называемый протон-протонный (или водородный) цикл. Он начинается со слияния двух протонов с образованием дейтрона, позитрона и нейтрино:

$$^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \longrightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{\;\,0}_{+1}e + \nu. \qquad (7.19.1)$$

В этой реакции в числе конечных продуктов появляется элементарная частица нейтрино (символ ν). (Об открытии нейтрино мы будем говорить в следующей главе.) Реакция (7.19.1) вызвана слабыми взаимодействиями, о которых упоминалось во введении к «Электродинамике». Вероятность этой реакции мала из-за того, что слабые взаимодействия уступают по интенсивности ядерным в 10^{14} раз. В лаборатории реакцию (7.19.1) не удалось осуществить до сих пор. Однако число подобных реакций внутри Солнца велико из-за того, что масса Солнца огромна и число сталкивающихся протонов также огромно.

Возникший в реакции (7.19.1) позитрон сталкивается с электроном и превращается в два гамма-кванта*:

$$ {}_{-1}^{0}e + {}_{+1}^{0}e \longrightarrow \gamma + \gamma. \qquad (7.19.2)$$

При столкновении дейтронов с протонами образуется устойчивый изотоп гелия ${}_{2}^{3}\mathrm{He}$:

$$ {}_{1}^{2}\mathrm{H} + {}_{1}^{1}\mathrm{H} \longrightarrow {}_{2}^{3}\mathrm{He} + \gamma. \qquad (7.19.3)$$

Далее при столкновении двух ядер изотопа гелия ${}_{2}^{3}\mathrm{He}$ образуется обычный гелий ${}_{2}^{4}\mathrm{He}$ и два протона:

$$ {}_{2}^{3}\mathrm{He} + {}_{2}^{3}\mathrm{He} \longrightarrow {}_{2}^{4}\mathrm{He} + {}_{1}^{1}\mathrm{H} + {}_{1}^{1}\mathrm{H}. \qquad (7.19.4)$$

Последние две реакции обусловлены ядерными силами.

Все четыре реакции идут с выделением энергии, и в результате цикла превращения четырёх протонов в ядро гелия ${}_{2}^{4}\mathrm{He}$ освобождается энергия 26,7 МэВ, часть которой (около 19%) уносится с нейтрино.

Ежесекундно в Солнце около 600 млрд т водорода превращается в гелий. Но запаса водорода в Солнце достаточно для того, чтобы оно непрерывно светило с той же мощностью, что и сейчас, на протяжении ещё 10^{10} лет.

При слиянии ядер гелия образуются более тяжёлые элементы. Термоядерные реакции играют решающую роль в эволюции химического состава вещества во Вселенной.

---

* Об этом будет рассказано в главе 8.

Управляемые термоядерные реакции

Осуществление управляемых термоядерных реакций на Земле сулит человечеству новый, практически неисчерпаемый источник энергии. Наиболее перспективной в этом отношении реакцией является реакция слияния дейтерия с тритием:

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{3}_{1}\mathrm{H} \longrightarrow ^{4}_{2}\mathrm{He} + ^{1}_{0}n.$$

В этой реакции выделяется энергия 17,6 МэВ. Поскольку трития в природе нет, он должен вырабатываться в самом термоядерном реакторе из лития.

Экономически выгодная реакция, как показывают расчёты, может идти только при нагревании реагирующих веществ до температуры порядка сотен миллионов кельвин при большой плотности вещества (10^{14}—10^{15} частиц в 1 $см^3$). Такие температуры могут быть в принципе достигнуты путём создания в плазме мощных электрических разрядов. Основная трудность на этом пути состоит в том, чтобы удержать плазму столь высокой температуры внутри установки на протяжении 0,1—1 с.

Никакие стенки из вещества здесь не годятся, так как при столь высокой температуре они сразу же превратятся в пар. Единственно возможным является метод удержания высокотемпературной плазмы в ограниченном объёме с помощью очень сильных магнитных полей. Однако до сих пор решить эту задачу не удалось из-за неустойчивости плазмы. Неустойчивость приводит к диффузии части заряженных частиц сквозь магнитные «стенки».

Учёные нашей страны достигли больших успехов в создании управляемых термоядерных реакций. Эти работы были начаты под руководством академиков Л. А. Арцимовича и М. А. Леонтовича и продолжаются их учениками.

Лазерный термоядерный синтез

Параллельно ведутся работы по осуществлению управляемого термоядерного синтеза за счёт нагрева мишени мощными лазерными импульсами. Термоядерная мишень представляет собой полый стеклянный шарик диаметром 0,1—1 мм с очень тонкими стенками. Шарик наполнен смесью дейтерия и трития.

На мишень фокусируются излучения десятков мощнейших лазерных импульсов. Оболочка мишени испаряется и разле-

тается в стороны. Одновременно внутренние слои мишени согласно закону сохранения импульса устремляются к центру. Вещество сжимается и нагревается до температур, при которых возможен термоядерный синтез.

Разрабатываются проекты лазерных реакторов, работающих в импульсном режиме. Наиболее перспективны гибридные реакторы, в которых наряду с реакцией синтеза используется цепная реакция деления ядер урана под действием нейтронов, возникающих при термоядерном синтезе. При этом тритий воспроизводится из дешёвого лития согласно реакции:

$$^{6}_{3}\text{Li} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{3}_{1}\text{H} + {}^{4}_{2}\text{He}.$$

Несколько раз в секунду термоядерная мишень должна вводиться в реактор и обстреливаться лазерными импульсами.

На каком пути удастся создать промышленный термоядерный реактор, пока не ясно.

Пока же удалось осуществить лишь неуправляемую реакцию синтеза взрывного типа в водородной (или термоядерной) бомбе.

§ 7.20. ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ

Развитие ядерной энергетики

Применение ядерной энергии для преобразования её в электрическую впервые было осуществлено в нашей стране в 1954 г. В г. Обнинске была введена в действие первая атомная электростанция (АЭС) мощностью 5000 кВт. Энергия, выделяющаяся в ядерном реакторе, использовалась для превращения воды в пар, который вращал затем связанную с генератором турбину.

По такому же принципу действуют введённые в эксплуатацию Нововоронежская, Ленинградская, Курская, Кольская и другие АЭС. Реакторы этих станций имеют мощность 500—1000 МВт.

Атомные электростанции строятся прежде всего в европейской части страны. Это связано с преимуществами АЭС по сравнению с тепловыми электростанциями, работающими на органическом топливе. Ядерные реакторы не потребляют дефицитного органического топлива и не загружают перевозками угля железнодорожный транспорт. Атомные электростанции не потребляют атмосферный кислород и не

засоряют среду золой и продуктами сгорания. Однако размещение АЭС в густонаселённых областях таит в себе потенциальную угрозу.

В реакторах на тепловых (т. е. медленных) нейтронах уран используется лишь на 1—2%. Полное использование урана достигается в реакторах на быстрых нейтронах, в которых обеспечивается также воспроизводство нового ядерного горючего в виде плутония. В 1980 г. на Белоярской АЭС состоялся пуск первого в мире реактора на быстрых нейтронах мощностью 600 МВт.

Ядерной энергетике, как и многим другим отраслям промышленности, присущи вредные или опасные факторы воздействия на окружающую среду. Наибольшую потенциальную опасность представляет радиоактивное загрязнение. Сложные проблемы возникают с захоронением радиоактивных отходов и демонтажем отслуживших свой срок АЭС. Срок их службы около 20 лет, после чего восстановление станций из-за многолетнего воздействия радиации на материалы конструкций невозможно.

АЭС проектируется с расчётом на максимальную безопасность персонала станции и населения. Опыт эксплуатации АЭС во всём мире показывает, что биосфера надёжно защищена от радиационного воздействия предприятий ядерной энергетики в нормальном режиме эксплуатации. Однако взрыв четвёртого реактора на Чернобыльской АЭС, а также авария на АЭС «Фукусима-1» показали, что риск разрушения активной зоны реактора из-за ошибок персонала, просчётов в конструкции реакторов и природных катастроф остаётся реальностью, поэтому принимаются строжайшие меры для снижения этого риска.

Ядерные реакторы устанавливаются на атомных подводных лодках и ледоколах.

Ядерное оружие

Неуправляемая цепная реакция с большим коэффициентом размножения нейтронов осуществляется в атомной бомбе.

Для того чтобы происходило почти мгновенное выделение энергии (взрыв), реакция должна идти на быстрых нейтронах (без применения замедлителей). Взрывчатым веществом служит чистый уран $^{235}_{92}U$ или плутоний $^{239}_{94}Pu$.

Чтобы мог произойти взрыв, размеры делящегося материала должны превышать критические. Это достигается либо

путём быстрого соединения двух кусков делящегося материала с докритическими размерами, либо же за счёт резкого сжатия одного куска до размеров, при которых утечка нейтронов через поверхность падает настолько, что размеры куска оказываются надкритическими. То и другое осуществляется с помощью обычных взрывчатых веществ.

При взрыве бомбы температура достигает десятков миллионов кельвинов. При такой температуре резко повышается давление и образуется мощная взрывная волна. Одновременно возникает мощное излучение. Продукты цепной реакции при взрыве бомбы сильно радиоактивны и опасны для живых организмов.

Атомные бомбы были применены США в конце Второй мировой войны против Японии. В августе 1945 г. были сброшены атомные бомбы на японские города Хиросиму и Нагасаки.

В термоядерной (водородной) бомбе источником энергии, которая необходима для термоядерного синтеза, служит взрыв атомной бомбы (урановой или плутониевой), помещённой внутри термоядерной.

Нетривиальным решением оказалось то, при котором взрыв атомной бомбы используется не для повышения температуры, а для сильнейшего сжатия термоядерного топлива излучением, образующимся при взрыве атомной бомбы.

В нашей стране основные идеи создания термоядерного взрыва были выдвинуты А. Д. Сахаровым.

С появлением ядерного оружия победа в войне стала невозможной. Ядерная война способна привести человечество к гибели, поэтому народы всего мира настойчиво борются за запрещение ядерного оружия.

§ 7.21. ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

В атомной индустрии всё возрастающую ценность для человечества представляют радиоактивные изотопы.

Элементы, не существующие в природе

С помощью ядерных реакций можно получить радиоактивные изотопы всех химических элементов, встречающихся в природе только в стабильном состоянии. Элементы под

номерами 43, 61, 85 и 87 вообще не имеют стабильных изотопов и впервые были получены искусственно. Так, например, элемент с порядковым номером $Z = 43$, названный *технецием*, имеет самый долгоживущий изотоп с периодом полураспада около миллиона лет.

С помощью ядерных реакций получены также трансурановые элементы. О *нептунии* и *плутонии* вы уже знаете. Кроме них, получены ещё следующие элементы: *америций* ($Z = 95$), *кюрий* ($Z = 96$), *берклий* ($Z = 97$), *калифорний* ($Z = 98$), *эйнштейний* ($Z = 99$), *фермий* ($Z = 100$), *менделевий* ($Z = 101$), *нобелий* ($Z = 102$), *лоуренсий* ($Z = 103$), *резерфордий* ($Z = 104$), *дубний* ($Z = 105$), *сиборгий* ($Z = 106$), *борий* ($Z = 107$), *гассий* ($Z = 108$), *мейтнерий* ($Z = 109$), *дармштадтий* ($Z = 110$), *рентгений* ($Z = 111$), *коперниций* ($Z = 112$), *нихоний* ($Z = 113$), *флеровий* ($Z = 114$), *московий* ($Z = 115$), *ливерморий* ($Z = 116$), *теннессин* ($Z = 117$), *оганесон* ($Z = 118$).

Меченые атомы

В настоящее время как в науке, так и в производстве всё более широко начинают применяться радиоактивные изотопы различных химических элементов. Наибольшее применение имеет метод *меченых атомов*. Метод основан на том, что химические свойства радиоактивных изотопов не отличаются от свойств нерадиоактивных изотопов тех же элементов.

Обнаружить радиоактивные изотопы можно очень просто по их излучению. Радиоактивность является своеобразной меткой, с помощью которой можно проследить за поведением элемента при различных химических реакциях и физических превращениях веществ. Метод меченых атомов стал одним из наиболее действенных методов при решении многочисленных проблем биологии, физиологии, медицины и т. д.

Радиоактивные изотопы — источники излучений

Радиоактивные изотопы широко применяются в науке, медицине и технике как компактные источники излучений большой энергии. Главным образом используются радиоактивный кобальт $^{60}_{27}Co$ и другие изотопы в качестве источников γ-лучей.

Получение радиоактивных изотопов

Получают радиоактивные изотопы в атомных реакторах и на ускорителях элементарных частиц. В настоящее время производством изотопов занята большая отрасль промышленности.

Радиоактивные изотопы в биологии и медицине

Одним из наиболее выдающихся исследований, проведённых с помощью меченых атомов, явилось исследование обмена веществ в организмах. Было доказано, что за сравнительно небольшое время организм подвергается почти полному обновлению. Слагающие его атомы заменяются новыми.

Лишь железо, как показали опыты по изотопному исследованию крови, является исключением из этого правила. Железо входит в состав гемоглобина красных кровяных шариков. При введении в пищу радиоактивных атомов железа $^{57}_{26}Fe$ было обнаружено, что они почти не поступают в кровь. Только в том случае, когда запасы железа в организме иссякают, железо начинает усваиваться организмом.

Если не существует достаточно долгоживущих радиоактивных изотопов, как, например, у кислорода и азота, в качестве меченых атомов могут быть использованы и редкие стабильные изотопы. Так, добавлением к кислороду избытка изотопа $^{18}_{8}O$ было установлено, что свободный кислород, выделяемый при фотосинтезе, первоначально входил в состав воды, а не углекислого газа.

Радиоактивные изотопы применяются в медицине как для постановки диагноза, так и для терапевтических целей.

Радиоактивный натрий, вводимый в небольших количествах в кровь, используется для исследования кровообращения.

Йод интенсивно отлагается в щитовидной железе, особенно при базедовой болезни. Наблюдая с помощью счётчика за отложением радиоактивного йода, можно быстро поставить диагноз. Большие дозы радиоактивного йода вызывают частичное разрушение аномально развивающихся тканей, и поэтому радиоактивный йод используют для лечения базедовой болезни.

Интенсивное γ-излучение кобальта используется при лечении раковых заболеваний (кобальтовая пушка).

Радиоактивные изотопы в промышленности

Не менее обширны применения радиоактивных изотопов в промышленности. Одним из примеров этого может служить следующий способ контроля износа поршневых колец в двигателях внутреннего сгорания. Облучая поршневое кольцо нейтронами, вызывают в нём ядерные реакции и делают его радиоактивным. При работе двигателя частички материала кольца попадают в смазочное масло. Исследуя уровень радиоактивности масла после определённого времени работы двигателя, находят износ кольца.

Радиоактивные изотопы позволяют судить о диффузии металлов, процессах в доменных печах и т. д. Мощное γ-излучение радиоактивных препаратов используют для исследования внутренней структуры металлических отливок с целью обнаружения в них дефектов.

Радиоактивные изотопы в сельском хозяйстве

Всё более широкое применение получают радиоактивные изотопы в сельском хозяйстве. Облучение семян растений (хлопчатника, капусты, редиса и др.) небольшими дозами γ-лучей от радиоактивных препаратов приводит к заметному увеличению урожайности.

Большие дозы радиации вызывают мутации у растений и микроорганизмов, что в отдельных случаях приводит к появлению мутантов с новыми ценными свойствами (радиоселекция). Так выведены ценные сорта пшеницы, фасоли и других культур, а также получены высокопродуктивные микроорганизмы, применяемые в производстве антибиотиков. Используется γ-излучение радиоактивных изотопов также для борьбы с вредными насекомыми и для консервации пищевых продуктов.

Широкое применение получили меченые атомы в агротехнике. Например, чтобы выяснить, какое из фосфорных удобрений лучше усваивается растением, помечают различные удобрения радиоактивным фосфором $^{32}_{15}\mathrm{P}$. Исследуя затем растения на радиоактивность, можно определить количество усвоенного ими фосфора из разных сортов удобрения.

Радиоактивные изотопы в археологии

Интересное применение для определения возраста древних предметов органического происхождения (древесины, древесного угля, тканей и т. д.) получил метод радиоактивного углерода. В растениях всегда имеется β-радиоактивный изотоп углерода $^{14}_{6}C$ с периодом полураспада $T = 5700$ лет. Он образуется в атмосфере Земли в небольшом количестве из азота под действием нейтронов. Последние же возникают за счёт ядерных реакций, вызванных быстрыми частицами, которые поступают в атмосферу из космоса (космические лучи). Соединяясь с кислородом, этот углерод образует углекислый газ, поглощаемый растениями, а через них и животными. Один грамм углерода из образцов молодого леса испускает около 15 β-частиц в секунду.

После гибели организма пополнение его радиоактивным углеродом прекращается. Имеющееся же количество этого изотопа убывает за счёт радиоактивности. Определяя процентное содержание радиоактивного углерода в органических остатках, можно определить их возраст, если он лежит в пределах от 1000 до 50 000 и даже до 100 000 лет. Таким методом узнают возраст египетских мумий, остатков доисторических костров и т. д.

§ 7.22. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Излучения радиоактивных веществ оказывают очень сильное воздействие на все живые организмы. Даже сравнительно слабое излучение, которое при полном поглощении повышает температуру тела лишь на 0,001 °C, *нарушает жизнедеятельность клеток.*

Живая клетка — это сложный механизм, не способный продолжать нормальную деятельность даже при малых повреждениях отдельных его участков. Между тем даже слабые излучения способны нанести клеткам существенные повреждения и вызвать опасные заболевания (лучевая болезнь). При большой интенсивности излучения живые организмы погибают. Опасность излучений усугубляется тем, что они не вызывают никаких болевых ощущений даже при смертельных дозах.

Механизм поражающего биологические объекты действия излучения ещё недостаточно изучен. Но ясно, что оно сводится к ионизации атомов и молекул и это приводит к изменению их химической активности. Наиболее чувствительны к излучениям ядра клеток, особенно клеток, которые быстро делятся. Поэтому в первую очередь излучения поражают костный мозг, из-за чего нарушается процесс образования крови. Далее наступает поражение клеток пищеварительного тракта и других органов.

Сильное влияние оказывает облучение на наследственность. В большинстве случаев это влияние является неблагоприятным.

Облучение живых организмов может оказывать и определённую пользу. Быстро размножающиеся клетки в злокачественных (раковых) опухолях более чувствительны к облучению, чем нормальные. На этом основано подавление раковой опухоли γ-лучами радиоактивных препаратов, которые для этой цели более эффективны, чем рентгеновские лучи.

Доза излучения

Воздействие излучений на живые организмы характеризуется *дозой излучения*. **Поглощённой дозой излучения D называется отношение поглощённой энергии E ионизирующего излучения к массе m облучаемого вещества:**

$$D = \frac{E}{m}. \qquad (7.22.1)$$

В СИ поглощённую дозу излучения выражают в г р е я х (сокращённо: Гр). *Грей равен поглощённой дозе излучения, при которой облучённому веществу массой* 1 кг *передаётся энергия ионизирующего излучения* 1 Дж:

$$1\ \text{Гр} = 1\ \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Естественный фон радиации (космические лучи, радиоактивность окружающей среды и человеческого тела) составляет за год дозу излучения около $2 \cdot 10^{-3}$ Гр на человека. Международная комиссия по радиационной защите установила для лиц, работающих с излучением, предельно допустимую за год дозу 0,05 Гр. Доза излучения в 3—10 Гр, полученная за короткое время, смертельна.

На практике широко используется другая единица дозы излучения — **рентген** (Р). Эта единица является мерой ионизирующей способности рентгеновского и гамма-излучений. *Доза излучения равна* 1 Р, *если в* 1 см^3 *сухого воздуха при температуре* 0 °С *и давлении* 760 мм рт. ст. *образуются ионы, несущие одну абсолютную единицу заряда каждого знака*. При этом образуется примерно $2 \cdot 10^9$ пар ионов. Число образующихся ионов связано с поглощаемой веществом энергией. В практической дозиметрии можно считать 1 Р приблизительно эквивалентным поглощённой дозе излучения 0,01 Гр.

Защита от излучения

При работе с любым источником радиации (радиоактивные изотопы, реакторы и др.) необходимо принимать меры по радиационной защите всех людей, могущих попасть в зону действия излучения.

Самый простой метод защиты — это удаление персонала от источника излучения на достаточно большое расстояние. Даже без учёта поглощения в воздухе интенсивность радиации убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. Поэтому ампулы с радиоактивными препаратами не следует брать руками. Надо пользоваться специальными щипцами с длинной ручкой.

В тех случаях, когда удаление от источника излучения на достаточно большое расстояние невозможно, используют для защиты от излучения преграды из поглощающих материалов.

Наиболее сложна защита от γ-лучей и нейтронов из-за их большой проникающей способности. Лучшим поглотителем γ-лучей является свинец. Медленные нейтроны хорошо поглощаются бором и кадмием. Быстрые нейтроны предварительно замедляются с помощью графита.

? 1. Что такое критическая масса?

2. Почему реакция слияния лёгких ядер происходит только при очень высоких температурах?

3. Как объяснить с точки зрения закона сохранения энергии, что энергия выделяется как при делении тяжёлых ядер, так и при слиянии лёгких ядер?

§ 7.23. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

При решении задач на ядерную физику надо знать правила смещения (см. § 7.8) и законы сохранения, выполняющиеся при радиоактивном распаде и других ядерных реакциях. Кроме того, надо уметь пользоваться законом радиоактивного распада (7.6.1) и определять энергию связи атомных ядер по формуле (7.13.4). Определение энергии связи даст возможность решать задачи на вычисление энергетического выхода ядерных реакций.

Задача 1

В природе существует три радиоактивных семейства, родоначальниками которых являются изотопы урана $^{238}_{92}U$, тория $^{232}_{90}Th$ и актиния $^{227}_{89}Ac$. В результате последовательной серии радиоактивных распадов $^{238}_{92}U$ превращается в изотоп свинца $^{206}_{82}Pb$; $^{232}_{90}Th$ — в $^{208}_{82}Pb$, $^{227}_{89}Ac$ — в $^{207}_{82}Pb$. Определите, сколько α- и β-распадов испытывают исходные изотопы в каждом радиоактивном семействе при их превращении в соответствующие изотопы свинца.

Решение. Найдём сначала, сколько α- и β-распадов испытывает ядро урана $^{238}_{92}U$, чтобы превратиться в ядро свинца $^{206}_{82}Pb$.

Число α-распадов n_α найдём, разделив разность массовых чисел начального и конечного ядер на четыре, так как массовое число изменяется только при α-распаде. При одном распаде оно уменьшается на 4. Для нашего примера

$$n_\alpha = \frac{M_1 - M_2}{4} = 8.$$

Для нахождения числа β-распадов n_β надо учесть, что при α-распаде заряд ядра уменьшается на 2 единицы, а при β-распаде увеличивается на 1 единицу. Так как при превращении ядра урана в ядро свинца заряд уменьшился на $92 - 82 = 10$, то

$$2n_\alpha - n_\beta = 10.$$

Отсюда, учитывая, что $n_\alpha = 8$, получим $n_\beta = 6$.

Аналогично найдём:

для второго семейства $n_\alpha = 6$; $n_\beta = 4$ и

для третьего семейства $n_\alpha = 5$; $n_\beta = 3$.

Задача 2

Натрий $^{23}_{11}\text{Na}$, облучаемый дейтронами, превращается в радиоактивный изотоп натрия $^{24}_{11}\text{Na}$ с периодом полураспада T = 15,5 ч. Какая доля первоначального количества радиоактивного натрия останется через сутки, если прекратить облучение дейтронами?

Решение. Согласно закону радиоактивного распада (7.6.1) спустя время t число нераспавшихся ядер натрия

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}},$$

где N_0 — первоначальное количество ядер $^{24}_{11}\text{Na}$. Так как t = 24 ч, то доля оставшихся ядер

$$\frac{N}{N_0} = 2^{-\frac{t}{T}} \approx 0{,}34.$$

Задача 3

При бомбардировке изотопа азота $^{14}_{7}\text{N}$ нейтронами получается изотоп углерода $^{14}_{6}\text{C}$, который оказывается β-радиоактивным. Запишите уравнения протекающих при этом ядерных реакций.

Решение. Первая ядерная реакция имеет вид:

$$^{14}_{7}\text{N} + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{14}_{6}\text{C} + ^{m}_{n}X.$$

Согласно закону сохранения электрического заряда $n = 1$. Так как массовое число также сохраняется, то $m = 1$. Следовательно, $^{m}_{n}X$ — это протон: $^{1}_{1}\text{H}$. Таким образом, первая реакция выглядит так:

$$^{14}_{7}\text{N} + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{14}_{6}\text{C} + ^{1}_{1}\text{H}.$$

Вторая реакция имеет вид:

$$^{14}_{6}\text{C} \longrightarrow ^{m'}_{n'}Y + ^{0}_{-1}e.$$

Отсюда, согласно законам сохранения заряда и массового числа, имеем $m' = 14$, $n' = 7$. Следовательно, ${}^{m'}_{n'}Y$ — это изотоп азота: ${}^{14}_{7}\mathrm{N}$.

Таким образом,

$$ {}^{14}_{6}\mathrm{C} \longrightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{0}_{-1}e. $$

Задача 4

Вычислите дефект массы и энергию связи ядра кислорода ${}^{17}_{8}\mathrm{O}$. Известно, что $m_p = 1{,}00728$ а. е. м., $m_n = 1{,}00866$ а. е. м., $M_я = 16{,}99913$ а. е. м.

Решение. Дефект массы, согласно (7.13.3), равен

$$ \Delta M = Zm_p + Nm_n - M_я. $$

Так как $Z = 8$, а $N = A - Z = 17 - 8 = 9$, то

$$ \Delta M = (8 \cdot 1{,}00728 + 9 \cdot 1{,}00866 - 16{,}99913) \text{ а. е. м.} = $$
$$ = 0{,}13705 \text{ а. е. м.} $$

$$ 1 \text{ а. е. м.} = 1{,}6605655(86) \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1{,}66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.} $$

Следовательно,

$$ \Delta M = 1{,}66 \cdot 10^{-27} \cdot 0{,}13705 \text{ кг} = 2{,}28 \cdot 10^{-28} \text{ кг.} $$

Энергию связи ядра найдём по формуле (7.13.4):

$$ \Delta E_{св} = \Delta Mc^2 = 2{,}28 \cdot 10^{-28} \text{ кг} \cdot \left(3 \cdot 10^8 \ \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2 = $$

$$ = 2{,}05 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} = 1{,}28 \cdot 10^2 \text{ МэВ} = 128 \text{ МэВ.} $$

Ответ «128 МэВ» можно получить короче, если воспользоваться тем, что энергетический эквивалент 1 а. е. м. равен 931,5 МэВ:

$$ \Delta E_{св} = 0{,}13705 \text{ а. е. м.} \cdot 931{,}5 \ \frac{\text{МэВ}}{\text{а. е. м.}} \approx 128 \text{ МэВ.} $$

П р и м е ч а н и е. В этой задаче мы пользовались числовыми значениями некоторых постоянных, которые можно использовать при решении других задач:

1) 1 а. е. м. $= 1{,}66 \cdot 10^{-27}$ кг;

2) энергетический эквивалент 1 а. е. м. равен 931,5 МэВ.

Задача 5

Какая энергия выделяется при ядерной реакции

$${}^{7}_{3}\text{Li} + {}^{2}_{1}\text{H} \longrightarrow {}^{8}_{4}\text{Be} + {}^{1}_{0}n?$$

Массы ядер соответственно равны:

${}^{2}_{1}\text{H}$ — 2,01355 а. е. м.; ${}^{7}_{3}\text{Li}$ — 7,01436 а. е. м.; ${}^{8}_{4}\text{Be}$ — 8,00311 а. е. м.

Решение. Вычислим сначала дефект массы исходных ядер:

$$\Delta M_1 = (3 \cdot 1,00728 + 4 \cdot 1,00866 - 7,01436) \text{ а. е. м.} +$$
$$+ (1,00728 + 1,00866 - 2,01355) \text{ а. е. м.} = 0,045589 \text{ а. е. м.}$$

Теперь найдём дефект массы ядер, получившихся в результате ядерной реакции:

$$\Delta M_2 = (4 \cdot 1,00728 + 4 \cdot 1,00866 - 8,00311) \text{ а. е. м.} + 0 =$$
$$= 0,06065 \text{ а. е. м.}$$

Дефект массы увеличился на

$$\Delta M = \Delta M_2 - \Delta M_1 = 0,01476 \text{ а. е. м.}$$

Следовательно, увеличилась энергия связи. Это и есть выделившаяся энергия. Она равна

$$931,5 \text{ МэВ} \cdot 0,01476 \approx 14 \text{ МэВ}.$$

Упражнение 9

1. Кроме трёх естественных радиоактивных семейств, о которых шла речь в задаче 1 § 7.23, существует ещё одно радиоактивное семейство, полученное искусственно. Оно начинается трансурановым элементом нептунием ${}^{237}_{93}\text{Np}$ и заканчивается висмутом ${}^{209}_{83}\text{Bi}$. Определите число α- и β-распадов в этом радиоактивном семействе.
2. Относительная атомная масса хлора равна 35,5. Хлор имеет два изотопа: ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ и ${}^{37}_{17}\text{Cl}$. Найдите их процентное содержание.
3. Радиоактивный изотоп углерода ${}^{14}_{6}\text{C}$ в старом куске дерева составляет 0,312 массы этого изотопа в живых расте-

ниях. Каков возраст этого куска дерева? Период полураспада изотопа $^{14}_{6}C$ равен 5570 годам.

4. Активность радиоактивного элемента (число распадов в единицу времени) уменьшилась за 100 сут в 16 раз. Определите период полураспада.

5. Как изменяется активность препарата кобальта в течение трёх лет? Период полураспада 5,2 года.

6. Допишите ядерные реакции:

1) $^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \longrightarrow ? + ^{7}_{3}Li$;

2) $? + ^{1}_{1}H \longrightarrow ^{22}_{11}Na + ^{4}_{2}He$;

3) $^{9}_{4}Be + ^{2}_{1}H \longrightarrow ? + ^{1}_{0}n$;

4) $? + ^{4}_{2}He \longrightarrow ^{30}_{14}Si + ^{1}_{1}H$.

7. Вычислите энергию связи ядра алюминия $^{27}_{13}Al$. m_p = 1,00728 а. е. м.; m_n = 1,00866 а. е. м.; $M_я$ = = 26,98146 а. е. м.

8. Вычислите удельную энергию связи ядра урана $^{238}_{92}U$. m_p = 1,00728 а. е. м.; m_n = 1,00866 а. е. м.; $M_я$ = = 238,03 а. е. м.

9. Определите энергию, которая выделяется (или поглощается) в реакции

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He.$$

Масса ядра $^{7}_{3}Li$ равна 7,01436 а. е. м., а ядра $^{4}_{2}He$ — 4,00150 а. е. м.

10. Какая энергия выделяется при термоядерной реакции

$$^{2}_{1}H + ^{3}_{1}H \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{1}_{0}n?$$

Массы изотопов водорода соответственно равны:
дейтерия $^{2}_{1}H$ — 2,01355 а. е. м.;
трития $^{3}_{1}H$ — 3,01550 а. е. м.

11. Карманный дозиметр радиоактивного облучения представляет собой миниатюрную (типа авторучки) ионизa-

ционную камеру ёмкостью $C = 3{,}0$ пФ. Начальное напряжение на камере $U_1 = 180$ В. Под влиянием облучения напряжение снизилось до $U_2 = 160$ В. Объём воздуха в камере дозиметра $V = 1{,}8$ см^3. Определите дозу облучения в рентгенах.

---

1. Попробуйте написать рассказ о радиоактивности, придумайте к нему название. К какому литературному жанру (эпос, лирика, драма) относится ваше произведение?
2. Подготовьте доклад на тему «Радиоуглеродное датирование: сущность метода, сфера применения».
3. Придумайте название и разработайте концепцию проекта по очистке окружающей среды от радиоактивных отходов.
4. Подготовьте дискуссию «Мир без ядерной энергии: миф или реальность».

Глава 8

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

§ 8.1. ТРИ ЭТАПА В РАЗВИТИИ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Этап первый. От электрона до позитрона: 1897—1932 гг. (*Элементарные частицы — «атомы Демокрита» на более глубоком уровне.*) Много раз говорилось о существовании частиц, называемых элементарными. Вы уже более или менее знакомы с электроном, фотоном, протоном и нейтроном. Упоминались ещё позитрон и пион. Но что же такое элементарная частица?

Когда греческий философ Демокрит назвал простейшие, нерасчленимые далее частицы атомами (слово а т о м, напомним, означает *неделимый*), то ему, вероятно, всё представлялось в принципе не очень сложным. Различные предметы, растения, животные построены из неделимых, неизменных частиц. Превращения, наблюдаемые в мире, — это простая перестановка атомов. Всё в мире течёт, всё изменяется, кроме самих атомов, которые остаются неизменными.

Но в конце XIX в. было открыто сложное строение атомов и был выделен электрон как составная часть атома. Затем, уже в XX в., были открыты протон и нейтрон — частицы, входящие в состав атомного ядра. Поначалу на все эти частицы смотрели точь-в-точь так же, как Демокрит смотрел на атомы: их считали неделимыми и неизменными первоначальными сущностями, основными кирпичиками мироздания.

Этап второй. От позитрона до кварков: 1932—1970 гг. (*Все элементарные частицы превращаются друг в друга.*) Ситуация привлекательной ясности длилась недолго. Всё оказалось намного сложнее: как выяснилось, неизменных частиц нет совсем. В самом слове *элементарная* заключается двоякий смысл. С одной стороны, элементарный — это само собой разумеющийся, простейший. С другой стороны, под элементарным понимается нечто фундаментальное, лежащее в основе вещей (именно в этом смысле сейчас и называют *субатомные частицы** элементарными).

Считать известные сейчас элементарные частицы подобными неизменным атомам Демокрита мешает следующий простой факт. Ни одна из частиц не бессмертна. Большинство частиц, называемых сейчас элементарными, не могут прожить более двух миллионных долей секунды даже в отсутствие какого-либо воздействия извне.

Лишь четыре частицы — фотон, электрон, протон и нейтрино — могли бы сохранять свою неизменность, если бы каждая из них была одна в целом мире.

Но у электронов и протонов имеются опаснейшие собратья — позитроны и антипротоны, при столкновении с которыми происходит взаимное уничтожение этих частиц и образование новых.

Фотон, испущенный настольной лампой, живёт не более 10^{-8} с. Это то время, которое ему нужно, чтобы достичь страницы книги и поглотиться бумагой.

Лишь нейтрино почти бессмертно из-за того, что оно чрезвычайно слабо взаимодействует с другими частицами. Однако и нейтрино гибнут при столкновении с другими частицами, хотя такие столкновения случаются крайне редко.

Итак, в извечном стремлении к отысканию неизменного в нашем изменчивом мире учёные оказались не на «гранитном основании», а на «зыбком песке».

Все элементарные частицы превращаются друг в друга, и эти взаимные превращения — главный факт их существования.

Представления о неизменности элементарных частиц оказались несостоятельными. Но идея об их неразложимости сохранилась.

Элементарные частицы уже далее неделимы, но они неисчерпаемы по своим свойствам.

---

* Субатомные частицы — частицы, из которых состоят атомы.